

# THÈSES

PRÉSENTÉES A

LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Philippe CHEVALIER

1. ETUDE D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR HYBRIDE UTILISANT UN DETECTEUR SEMICONDUCTEUR.
2. LES DETECTEURS SOLIDES A TRACES.

SOUTENUES LE 29 OCTOBRE 1968 DEVANT LA COMMISSION COMPOSÉE DE

PRESIDENT : TEILLAC

EXAMINATEURS : DUQUESNE-PIETRI

INVITÉ : BOUTRY



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41549931\\_0065](https://archive.org/details/IA41549931_0065)

# THÈSES

PRÉSENTÉES A

LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Philippe CHEVALIER

1. ETUDE D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR HYBRIDE UTILISANT  
UN DETECTEUR SEMICONDUCTEUR.
2. LES DETECTEURS SOLIDES A TRACES.



SOUTENUES LE 29 OCTOBRE 1968 DEVANT LA COMMISSION COMPOSÉE DE

PRESIDENT : TEILLAC

EXAMINATEURS : DUQUESNE-PIETRI

INVITÉ : BOUTRY



## AVANT-PROPOS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué aux Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliqué à Limeil-Brévannes (Val de Marne).

Je remercie la Direction des Laboratoires pour avoir autorisé cette publication et tout particulièrement M. PIETRI, Directeur Général Adjoint, pour l'encouragement constant qu'il m'a apporté.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait M. TEILLAC de présider le jury de thèse.

Je remercie vivement M. DUQUESNE pour l'enseignement qu'il m'a dispensé en toutes circonstances depuis mon passage comme étudiant à l'Institut du Radium.

Je remercie enfin toutes les personnes du L.E.P. qui ont contribué directement ou indirectement à l'aboutissement de ces travaux.



## S O M M A I R E

|                                                                                                                                       | pages |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| <u>INTRODUCTION</u>                                                                                                                   | 2     |
| I - <u>INTERET DU PHOTOCOMPTEUR POUR LA DETECTION DE LUMIERE PULSEE</u>                                                               | 5     |
| II - <u>CARACTERISTIQUES COMPAREES D'UN MULTIPLICATEUR D'ELECTRONS<br/>A DYNODES ET A JONCTION</u>                                    | 8     |
| 1) Emission secondaire des dynodes                                                                                                    |       |
| 2) Fluctuations de gain du multiplicateur à dynodes                                                                                   |       |
| 3) Créations de paires électron-trou dans le silicium                                                                                 |       |
| 4) Fluctuations de gain du photocompteur                                                                                              |       |
| III - <u>PRINCIPE DU PHOTOCOMPTEUR</u>                                                                                                | 16    |
| 1) La photocathode                                                                                                                    |       |
| 2) Le détecteur semiconducteur                                                                                                        |       |
| 3) L'optique électronique                                                                                                             |       |
| IV - <u>CARACTERISTIQUES OBTENUES SUR CINQ TUBES EXPERIMENTAUX</u>                                                                    | 23    |
| 1) Dispositif d'essai                                                                                                                 |       |
| 2) Résultats obtenus                                                                                                                  |       |
| a) Photocompteur n° 1 : mesure du gain et de la résolution                                                                            |       |
| b) Photocompteurs n° 2 et n° 3 : mesure du temps de transit<br>des électrons et du temps<br>de réponse du détecteur<br>semiconducteur |       |
| c) Photocompteurs n° 4 et n° 5 : réalisés par la<br>"technique transfert"                                                             |       |
| V - <u>UTILISATION DU PHOTOCOMPTEUR EN DETECTION NUCLEAIRE PAR<br/>SCINTILLATION</u>                                                  | 36    |
| 1) Spectrométrie $\beta$ à faible énergie (tritium)                                                                                   |       |
| 2) Spectrométrie $\gamma$ (césium 137)                                                                                                |       |
| VI - <u>CONCLUSION</u>                                                                                                                | 40    |



## INTRODUCTION

On connaît bien maintenant les limites des photomultiplicateurs (PM) et c'est pour remédier à certaines d'entre elles que l'on commence à associer les détecteurs semiconducteurs aux couches photosensibles. Cette association donne naissance à un nouveau type hybride de photomultiplicateur dont il existe, à notre connaissance, deux réalisations (1) et (2). Ces auteurs ont cherché à obtenir par de telles structures une dynamique de réponse en courant de  $10^7$ , jamais atteinte avec la même linéarité par des photomultiplicateurs classiques.

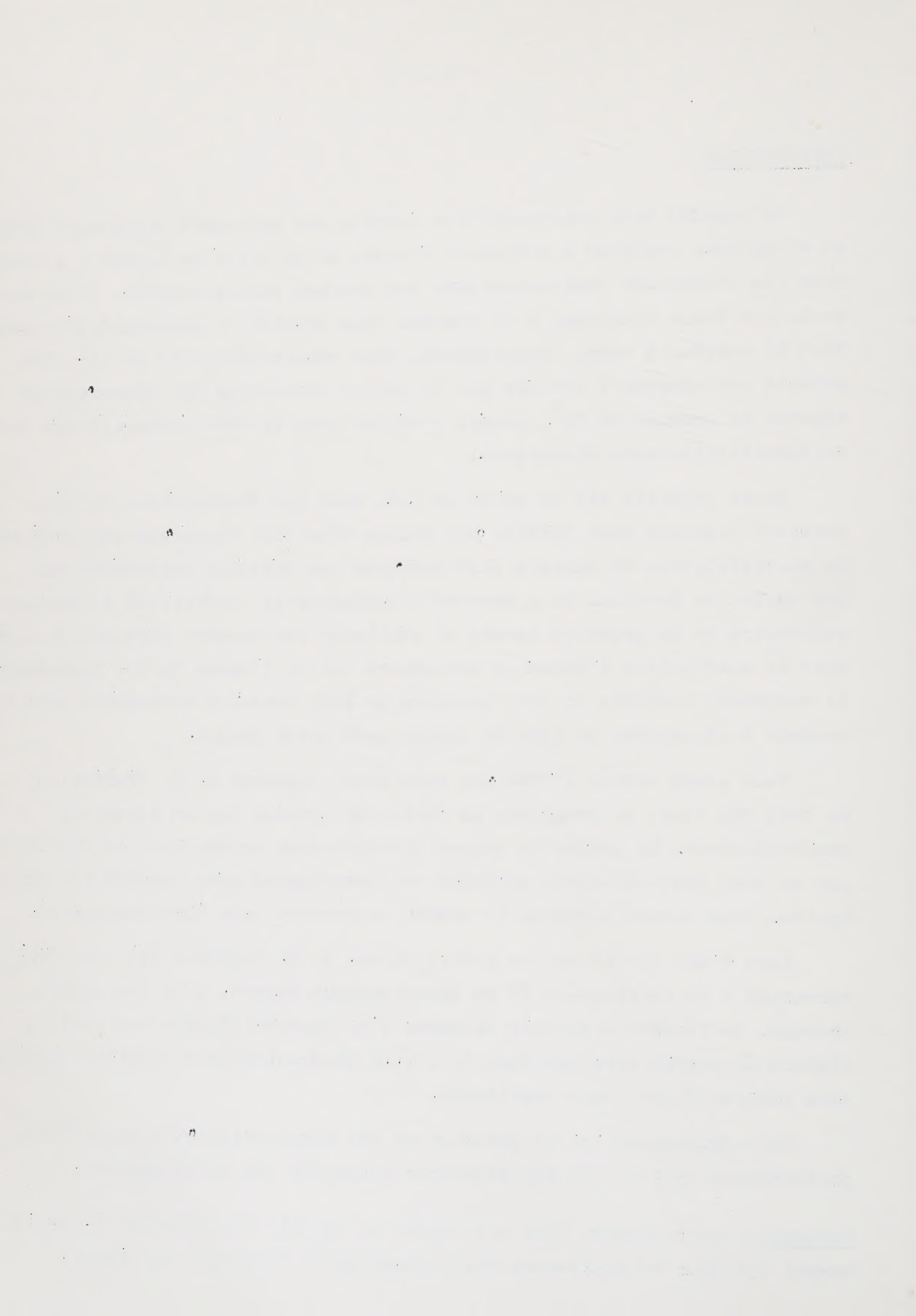
Notre objectif est de créer un P.M. dont les fluctuations de gain seraient beaucoup plus faibles que celles d'un P.M. classique qui utilise la multiplication de charges électroniques par émission secondaire sur une chaîne de dynodes. On a cherché à augmenter le coefficient d'émission secondaire de la première dynode en utilisant des couches poreuses de K.Cl dont le coefficient d'émission secondaire est de l'ordre de 30. Cependant, le caractère instable et très localisé de leur émission secondaire nous a conduit à abandonner ce type de dynode pour notre projet.

Nous avons retenu l'idée que nous avait suggérée M. G. Pfeffer (3) en 1965 qui était de remplacer la chaîne de dynodes par un détecteur semiconducteur. Le nombre de paires électron-trou créées dans le silicium par un seul photo-électron accéléré est assez grand pour compter des photons isolés. Nous sommes convenus de nommer ce nouveau tube "photocompteur".

Lors d'une visite de nos Laboratoires, M. M. Duquesne (4) nous avait encouragé à la réalisation de ce photocompteur voyant, pour ses propres travaux, un intérêt à pouvoir disposer d'un photomultiplicateur dont les signaux de sortie correspondant à 1,2...n photo-électrons seraient distingués sans ambiguïté par leurs amplitudes.

Nous exposerons ici le principe et les caractéristiques de ce tube photocompteur qui en est aux premières étapes en son développement.

Remarque : on reprendra dans cet exposé la théorie utilisée par E. Breitenberger (5) pour le traitement statistique de la formation du signal.



dans un photomultiplicateur. Cette théorie fait intervenir la notion de fonction génératrice définie de la façon suivante:

Si un événement statistique comme, par exemple, la production de plusieurs électrons secondaires  $n = 0, 1, 2 \dots$  par un électron primaire se produit avec les probabilités respectives  $P_0, P_1, P_2 \dots P_n$ , il est facile de déterminer les "moments" de cette distribution en introduisant la fonction génératrice:

$$G(x) = \sum_{n=0}^{n=\infty} P_n x^n$$

où  $x$  est une variable auxiliaire et où l'on prend par définition

$$G(1) = 1.$$

Le moment du premier ordre

$$m_1 = \sum_{n=0}^{n=\infty} n P_n$$

devient alors:

$$m_1 = \sum_{n=0}^{n=\infty} [n P_n x^{n-1}]_{x=1} = G'(1)$$

de même l'écart quadratique

$$\sigma^2 = \overline{(n - \bar{n})^2}$$

devient:

$$\sigma^2 = G''(1) + G'(1) - [G'(1)]^2$$

- Evénements simultanés: C'est par exemple le cas de l'addition d'un signal A et d'un bruit B non corrélés.

La fonction génératrice s'écrit:

$$G(x) = A(x) B(x)$$

à partir de laquelle on obtient le moment du premier ordre, c'est-à-dire la valeur moyenne  $\bar{S}$

$$\bar{S} = \bar{S}_A + \bar{S}_B$$

et l'écart quadratique  $\sigma^2$

$$\sigma^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2$$



- Evénements en cascade: C'est par exemple le cas où l'apparition du photo-électron (événement B) est subordonnée à l'arrivée du photon sur la cathode (événement A)

$$G(x) = A [ B(x) ]$$

$$\bar{S} = \bar{S}_A \cdot \bar{S}_B$$

$$\sigma^2 = \bar{S}_B^2 \sigma_A^2 + \bar{S}_A^2 \sigma_B^2.$$

On écrit plus souvent cette dernière relation en utilisant la "variance relative"

$$v = \frac{\sigma^2}{\bar{S}^2}$$

$$v = v_A + \frac{v_B}{\bar{S}_A}$$



# I. Intérêt du photocompteur pour la détection de lumière pulsée

On entend par lumière pulsée, l'émission d'un nombre  $N$  de photons qui a pour origine un événement primaire comme par exemple la scintillation provoquée par une particule nucléaire ou une décharge électrique dans un gaz. Cette émission de photons se produit dans un intervalle de temps  $\tau$  inférieur au temps de résolution  $T_r$  de la chaîne de détection, de telle sorte que le signal lumineux est intégré et que chaque événement primaire ne donne lieu qu'à une impulsion de sortie. La chaîne de détection est constituée par un photomultiplicateur et par un amplificateur qui transforme l'impulsion de charge  $Q_x$  en impulsion de tension  $V_x$ . L'amplitude de  $V_x$  peut être analysée par un sélecteur.

La fig. 1 schématise le processus de formation du signal  $V_x$  à partir du nombre  $N$  de photons arrivant sur la photocathode du PM. En désignant par  $\alpha$  le rendement quantique de cette cathode et par  $G$  le gain du multiplicateur, la quantité  $Q_x$  d'électrons à l'entrée de l'amplificateur de charges  $A$  est

$Q_x = N \alpha G$  à laquelle se superpose le bruit  $b$  de l'amplificateur.

Les grandeurs  $N$ ,  $\alpha$ ,  $G$ ,  $b$  sont soumises à des fluctuations et il est important de savoir si  $V_x$  est significatif du nombre de photo-électrons  $x = N\alpha$ . La création du signal  $Q_x$  fait intervenir trois événements en cascade dont les variances relatives sont respectivement  $v_N$ ,  $v_\alpha$ ,  $v_G$ . La variance relative globale est:

$$v_{Q_x} = v_N + \frac{v_\alpha}{N} + \frac{v_G}{N \alpha} \quad (1)$$

à laquelle correspond l'écart quadratique

$$\sigma_{Q_x}^2 = v_{Q_x} \cdot (\bar{x} \cdot \bar{G})^2$$

Le signal  $V_x$  est obtenu à partir de l'amplificateur de charge dont la capacité d'entrée est  $C$  et le bruit ramené à l'entrée est  $b$ .

$$V_x = \frac{Q_x}{C} + \bar{b}$$



L'écart quadratique sur le signal  $V_x$  sera

$$\sigma_{V_x} = \frac{1}{C} \sqrt{\sigma_{Q_x}^2 + \sigma_b^2}$$

Nous voulons montrer que les fluctuations du signal  $V_x$  caractérisées par  $\sigma_{V_x}$  sont importantes pour un multiplicateur à dynodes à tel point que  $V_x$  peut être confondu avec  $V_{x+1}$  ou  $V_{x-1}$ .

Alors que le photocompteur permet d'avoir un signal  $V_x$  significatif de  $x$

$$V_{x-1} \ll V_x \ll V_{x+1}$$

Le nombre de photons arrivant sur la photocathode est soumis à des fluctuations qui suivent une distribution de Poisson de sorte que la probabilité  $P(N)$  d'avoir  $N$  photons est donnée par:

$$P(N) = \frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{N!}$$

$\bar{N}$  étant la valeur moyenne de la distribution. Sa variance relative est:

$$V_N = \frac{1}{\bar{N}}$$

Le photon a une probabilité  $\alpha$  de produire un électron et une probabilité  $1 - \alpha$  de n'en pas produire. La variance relative de cette distribution dont la variable aléatoire ne peut prendre que deux valeurs 1 et 0 est:

$$V_\alpha = \frac{1 - \alpha}{\alpha}$$

Nous considérerons les fluctuations du gain du multiplicateur dans le chapitre suivant, pour le moment nous désignerons sa variance relative par  $V_G$ .

La relation (1) devient:

$$V_{Q_x} = \frac{1}{\bar{N}} + \frac{1 - \alpha}{\alpha \bar{N}} + \frac{V_G}{\alpha \bar{N}}$$

$$V_{Q_x} = \frac{1 + V_G}{\bar{N}}$$



Le gain d'un P.M. classique étant de l'ordre de  $10^8$ , on peut en général négliger le bruit du préamplificateur  $Q_x \gg \bar{E}$  et assimiler la distribution des charges  $Q_x$  à la distribution des signaux de sortie  $V_x$  figure 3a. A partir de cette distribution, on peut calculer la valeur moyenne  $\bar{V}_x = \frac{\sum N_x V_x}{\sum N_x}$  qui ne serait significative de la valeur  $\bar{x}$  qu'à condition de pouvoir négliger  $V_G$  devant 1 :

$$V_{V_x} = \frac{1}{\bar{x}} (1 + V_G)$$

Avec le photocompteur, on veut pouvoir atteindre directement la valeur  $\bar{x}$  à partir de la distribution des  $V_x$ . Il faut pour cela qu'à chaque valeur de  $x$  corresponde une valeur distincte  $V_x$ , telle que :

$$V_x - 1 \ll V_x \ll V_x + 1 \text{ comme le montre la figure 2}$$

On peut se fixer le critère de résolution :

$$2 \Gamma \ll G \quad V_G = \left(\frac{\Gamma}{2,36}\right)^2 \cdot \frac{1}{G^2} \quad \text{d'où } V_G \ll 0,04$$

Avec cette faible variance de gain, le photocompteur présenterait un intérêt que l'on peut illustrer par l'exemple suivant :

Supposons qu'une source de lumière pulsée produise en moyenne 3 photons sur la photocathode du photocompteur dont le rendement quantique  $\alpha = 20 \%$  et l'efficacité de collection  $\eta = 83 \%$ , il en résulte une valeur moyenne  $\bar{x} = 0,5$  photoélectrons. Cette valeur moyenne est calculée directement sur le spectre figure 3b en remarquant que :

$$\frac{S_x + 1}{S_x} = \frac{P_x + 1}{P_x} = \frac{\bar{x}^{x+1} e^{-\bar{x}}}{(x+1)!} \times \frac{x!}{\bar{x}^x e^{-\bar{x}}} = \frac{\bar{x}}{x + 1}$$



On pourrait connaître aussi la valeur  $P_{(0)}$  et chiffrer ainsi le rendement de détection  $R = 1 - P_{(0)}$  qui serait dans le cas particulier choisi de 40 %. En faisant l'hypothèse que la source de lumière émet en moyenne  $\bar{N}$  photons, on peut aussi s'arranger pour limiter le nombre de photoélectrons  $\bar{x} \ll 0,1$  de telle sorte que  $P_{(2)} \simeq 0$ . On se trouve alors dans le régime à photoélectron unique pour lequel le PM classique offre quelques applications (6) (7).

Cependant, ce nombre moyen de photons  $\bar{N}$  peut ne pas fluctuer suivant une statistique Poissonienne, ou bien cette valeur  $\bar{N}$  peut simplement varier au cours de l'expérience. Dans ce cas, le photocompteur présente une supériorité par rapport au PM classique car il permet d'analyser la statistique des photoélectrons.

## II. Caractéristiques comparées d'un multiplicateur d'électrons à dynodes et à jonction

Les caractéristiques principales d'un multiplicateur de charges électroniques sont :

le gain  $G$  de ce multiplicateur, les fluctuations de ce gain que nous chiffrerons par la variance relative  $V_G$  et l'efficacité de multiplication  $\eta$  qui exprime la probabilité pour qu'un photoélectron soit effectivement multiplié.

### 1) Emission secondaire des dynodes

L'émission secondaire d'électrons résultant du bombardement d'un solide par des électrons primaires de basse énergie constitue un problème théorique compliqué. Dans la théorie élémentaire de cette émission secondaire, on peut considérer (8) (9) deux phases qui sont l'excitation électronique dans le solide et la sortie hors du solide des électrons excités.



Le rendement d'émission secondaire s'écrit:

$$\delta = \int_0^x n(x, E_0) f(x) dx \quad (3)$$

où

$n(x, E_0) dx$  représente le nombre d'électrons secondaires produits par électron primaire d'énergie  $E_0$  dans une couche d'épaisseur  $dx$  à une profondeur  $x$  dans le solide.  $f(x)$  est la probabilité pour qu'un électron secondaire produit arrive à la surface et s'échappe du solide. On admet que la fonction  $n(x, E_0)$  est proportionnelle à la perte d'énergie de l'électron par unité de parcours.

$$n(x, E_0) = -K \cdot \frac{dE}{dx}$$

La valeur  $\frac{dE}{dx}$  est donnée par la formule de Bethe que nous verrons plus loin, quant à la fonction  $f(x)$ , elle traduit une loi de transmission exponentielle des électrons secondaires pour sortir de l'épaisseur  $x$ .

$$f(x) \sim e^{-\alpha x}$$

L'analyse montre qu'il existe une énergie  $E_{0m}$  optimale pour obtenir un coefficient  $\delta_m$  maximal. En effet, si l'énergie de l'électron primaire est trop faible, elle ne peut exciter un nombre suffisant d'atomes pour créer les électrons secondaires. Par contre, si cette énergie primaire est trop grande, la valeur  $\frac{dE}{dx}$  est faible, les électrons primaires pénètrent trop profondément dans le matériau et les électrons secondaires créés ne peuvent arriver à la surface. Ce fait a été vérifié pour plusieurs émetteurs secondaires, métalliques ou isolants, pour lesquels il a été possible de tracer une courbe universelle de l'émission secondaire en prenant les variables réduites  $\delta/\delta_m$  et  $E_0/E_{0m}$ . Cependant, la valeur de  $\delta$  donnée par les expérimentateurs est en général une valeur moyenne déterminée en faisant le rapport du courant secondaire et du courant primaire. Or, ces courants peuvent ne pas être toujours significatifs. En effet, certains électrons primaires subissent une réflexion élastique sur l'émetteur sans céder leur énergie. D'autres sont rétrodiffusés et ne cèdent qu'une petite partie de leur énergie.



Si l'on veut rattacher le véritable coefficient d'émission secondaire  $\delta$ , tel que l'exprime la relation 3 au coefficient mesuré  $\delta^*$ , il faut écrire:

$$\delta = \delta^* (1 - p),$$

où  $p$  est le coefficient de réflexion. Ce coefficient de réflexion est évoqué (10) dans l'analyse de l'énergie des électrons secondaires issus d'un métal bombardé par des électrons primaires d'énergie  $E_0$ . On observe un spectre sur le nombre  $N$  et l'énergie  $E$  des électrons, comme le montre la fig. 4.

On peut décomposer le spectre en trois régions:

Les électrons de la région I sont à proprement parlé des électrons secondaires dont l'énergie la plus probable est de quelques eV.

Les électrons de la région II sont des électrons rétrodiffusés qui peuvent posséder toutes les énergies comprises entre 0 et l'énergie  $E_0$  des électrons primaires. L'énergie qu'aura cédé l'électron primaire avant d'être rétrodiffusé peut engendrer l'émission d'autres électrons secondaires de la région I. La probabilité de rétrodiffusion qui est proportionnelle numéro atomique ( $Z$ ) du matériau considéré est d'environ 15% pour l'aluminium et 30% pour le nickel, valeurs données par P. Palluel (11) pour un domaine d'énergie des électrons primaires compris entre 2000 et 16000 eV. Elle serait de quelques % pour les énergies comprises entre 200 et 600 eV.

Les électrons de la région III ont l'énergie  $E_0$  des électrons primaires, ce sont ceux qui ont subi une réflexion élastique.

D'une façon générale, les électrons des régions II et III sortent de la surface émettrice avec des vitesses beaucoup plus élevées que celles des électrons secondaires et par suite leurs trajectoires sont telles qu'ils peuvent être perdus pour la multiplication. Globalement, la rétrodiffusion et la réflexion élastique introduisent un facteur  $\eta < 1$  qui influence l'efficacité du multiplicateur.

## 2) Fluctuations de gain du multiplicateur à dynodes

En appelant  $\delta_k$ , le coefficient d'émission secondaire de chaque étage de dynodes et  $\eta_k$  le couplage entre étages, le gain du



multiplicateur pour K étages s'écrit :

$$G = \prod_{k=1}^K \eta_k \delta_k$$

On prendra spécialement en considération le premier étage d'efficacité de collection  $\eta_1$  et de gain  $\delta_1$  en admettant que le reste du multiplicateur est itératif et ne présente pas de pertes. On écrira :

$$G = \eta_1 \delta_1 \delta^{K-1}$$

où  $\eta_1$  peut prendre les valeurs 0 ou 1. La variance du multiplicateur est donc :

$$v = \frac{1 - \eta}{\eta} + \frac{1}{\eta} \cdot v_G$$

En admettant que l'émission secondaire de chaque dynode est conforme à la loi de Poisson :

$$P_{(n)} = \frac{e^{-\delta} \delta^n}{n!}$$

La variance du gain  $v_G$  peut s'exprimer simplement :

$$v_G = \frac{1}{\delta_1} \left[ 1 + \frac{1}{\delta - 1} \right] \quad (4)$$

Lombard et Martin (12) ont déterminé théoriquement la distribution statistique des valeurs de G pour un multiplicateur idéal. Cette distribution théorique a été comparée par de nombreux auteurs aux distributions expérimentales obtenues par la méthode du spectre à électron unique. Les conclusions ont été très variées suivant le type de multiplicateur utilisé. Cependant, des travaux menés à L.E.P. (13) avec un type de multiplicateur (56 AVP) à structure linéaire focalisée ont permis de déterminer des variances  $v_G$  à partir des spectres expérimentaux en assez bon accord avec la théorie. On reporte fig. 5 la courbe théorique donnée par Lombard et Martin et deux courbes expérimentales correspondant aux variances  $v = 0,261$  et  $v = 0,309$ .

Quant à la valeur de l'efficacité  $\eta$  qui ne dépend pas uniquement du multiplicateur, mais aussi de l'optique de focalisation des photoélectrons sur la première dynode, elle est d'environ 85 %



### 3) Création de paires électron-trou dans le silicium

Un détecteur semiconducteur peut être considéré comme un multiplicateur de charges électroniques puisqu'un électron incident d'énergie donnée  $E_0$  fait apparaître par ionisation un nombre plus grand de paires électron-trou qui sont drainées grâce à la jonction n-p.

Le coefficient moyen de multiplication est

$$\bar{G} = \frac{E_0}{\bar{\epsilon}}$$

où  $\bar{\epsilon}$  est l'énergie moyenne d'ionisation du matériau considéré. L'électron incident présentera toujours la même énergie correspondant au potentiel accélérateur du photoélectron. Cependant,  $\epsilon$  est soumis à des fluctuations. D'autre part, tous les électrons n'arriveront pas avec la même énergie dans la région utile du détecteur et cela contribue aussi à la fluctuation de  $G$ .

Pour connaître la pénétration de l'électron au sein du matériau semiconducteur, on peut utiliser la formule de Bethe qui donne la perte d'énergie par unité de longueur.

$$dE/dx = \frac{4\pi e^4}{mv^2} Z \quad \text{N. B.} \quad (5)$$

dans laquelle  $e$  est la charge de l'électron

$Z$  le numéro atomique du matériau

$N$  le nombre d'atomes par  $\text{cm}^3$

$\frac{1}{2} mv^2$  l'énergie de l'électron incident.

$B$  est un coefficient qui dépend du domaine d'application considéré.

Pour des électrons de 30 keV, on peut négliger l'effet de densité dû à la contraction de Lorentz puisque  $\beta^2 = 0,1$ ; on peut négliger aussi la perte d'énergie par rayonnement de freinage.  $B$  devient alors:

$$B = \text{Log} \frac{1,16 mv^2}{2 \epsilon}$$

où  $\epsilon$  est l'énergie moyenne d'ionisation.



L'énergie  $E$  des électrons incidents se répartira selon la relation suivante :

$$E = \int_0^e \left( \frac{dE}{dx} \right) dx + \int_e^L \left( \frac{dE}{dx} \right) dx$$

où la première intégrale représente la perte d'énergie de l'électron primaire dans l'épaisseur morte de la surface d'entrée du détecteur et la deuxième intégrale représente l'énergie  $E_0$  qui contribue réellement au signal.  $L$ , est le parcours de l'électron primaire dans la région utile du détecteur, mais ce parcours est soumis à des changements de directions importants causés par des chocs successifs de cet électron primaire avec les électrons liés ou libres du matériau semiconducteur. Ces diffusions multiples peuvent conduire l'électron primaire à un retour en sens inverse de son incidence (fig. 7) ; c'est le phénomène de rétrodiffusion que nous avons déjà évoqué. Pour une énergie donnée des électrons primaires, il existe une épaisseur de la cible à partir de laquelle le coefficient de rétrodiffusion  $\eta$  atteint une valeur limite. Cette épaisseur dite de saturation correspond à celle pour laquelle les électrons rétrodiffusés ne peuvent ressortir à la surface. En ce qui nous concerne, l'épaisseur du détecteur est obligatoirement plus grande que l'épaisseur de saturation, et la valeur du coefficient de rétrodiffusion  $\eta$  auquel nous pouvons nous attendre est de 15 % dans un domaine d'énergie compris entre 10 et 100 keV. Cette valeur est interpolée à partir des courbes données par Kai Siegbahn (14). La rétrodiffusion doit dégrader le rapport pic/vallée des spectres comme le montre la fig. 8. Sur cette figure, chaque pic d'absorption totale  $E_0$ ,  $2 E_0$ ,  $3 E_0$ , ...  $X E_0$  est accompagné d'une traînée engendrée par la portion d'énergie que cède l'électron rétrodiffusé au détecteur. Le signal de rang  $X$  est constitué par l'arrivée simultanée de  $X$  photoélectrons, la probabilité pour qu'aucun électron ne soit rétrodiffusé est  $[1 - \eta]^X$ , le rapport pic vallée varie donc avec le rang  $X$  suivant l'expression :

$$P/V = \frac{(1 - \eta)^X}{X \eta}$$



La réflexion élastique qui peut être considérée comme responsable en grande partie de la perte d'électrons dans un multiplicateur à dynode, c'est-à-dire aux basses énergies, est négligeable pour des électrons de 30 keV. En effet, l'ordre de grandeur du potentiel périodique du cristal est beaucoup plus petit que 30 keV ce qui permet la pénétration de l'électron dans le détecteur. Ou ce qui peut encore s'expliquer par le fait que l'onde associée aux électrons de 30 keV  $\lambda = 0,071 \text{ \AA}$  est beaucoup plus petite que la maille du cristal de silicium  $5,42 \text{ \AA}$ .

Ainsi, la rétrodiffusion introduit une efficacité de multiplication de l'ordre de 85% comparable à celle du multiplicateur à dynodes.

#### 4) Fluctuations de gain du photocompteur

Dans la formule de Bethe 5 la grandeur  $\bar{\epsilon}$  est l'énergie moyenne pour créer une paire électron-trou. La valeur de  $\bar{\epsilon}$  est presque indépendante de l'énergie et de la nature de la particule primaire. Expérimentalement, on constate que cette valeur  $\bar{\epsilon} = 3,5 \text{ eV}$  est supérieure à la largeur de bande interdite du silicium  $U = 1,09 \text{ eV}$ . Cet écart qui existe aussi dans les gaz ( $\bar{\epsilon} = 36,9 \text{ eV}$  pour l'hydrogène alors que le potentiel d'ionisation de l'atome est  $15,4 \text{ eV}$ ) provient de ce que l'énergie n'apparaît pas uniquement sous forme de paires électron-trou. Les porteurs de charges qui ont une certaine vitesse initiale au moment de leur création fournissent de l'énergie mécanique au réseau.

$$\epsilon = 1,09 \text{ eV} + \text{phonons} \quad \text{fig. 9}$$

Fano (15) a montré que les fluctuations sur le nombre  $n$  de charges créés étaient plus petites que des fluctuations rigoureusement dues au hasard. Il introduit le facteur de correction:

$$F = \frac{\sum_i (n_i - \bar{n})^2}{\bar{n}} \quad \bar{n} = E_0 / \bar{\epsilon}$$



F est égal à l'unité pour une distribution Poissonienne des  $n_i$ . La valeur de F a été mesurée pour différents rayonnements sur des détecteurs au silicium (16). Sa valeur est inférieure à 0,2 pour des électrons.

Une autre source de fluctuations provient de l'épaisseur morte du détecteur. Si l'énergie perdue dans cette épaisseur est en moyenne  $\Delta E$ , la fluctuation d'énergie des particules à la sortie s'exprime en % de  $\Delta E$  par la formule pratique de Mollenauer

$$R = 1,46 \text{ z. } x^{\frac{1}{2}} / \Delta E.$$

$\Delta E$  perte d'énergie en MeV

x épaisseur en micron

z charge de la particule incidente.

Si les électrons perdent 2 keV dans l'épaisseur morte d'environ 0,7 micron, l'élargissement de la raie à mi-hauteur sera d'environ 12% de 2 keV, soit  $R \cdot \Delta E = 0,24 \text{ keV}$ .

Cependant, la principale cause de fluctuation du signal provient de la superposition de celui-ci avec le bruit du préamplificateur. En effet, le gain du photocompteur est faible  $10^4$  comparé au gain d'un photomultiplicateur à dynodes  $10^7$ . L'élargissement de la raie à mi-hauteur provoqué par le bruit est d'environ 10 keV

$$2,36 \sigma_b = 10 \text{ keV.}$$

On obtient finalement pour la largeur totale:

$$\Gamma \text{ keV} = \sqrt{(2,36 \sigma_b)^2 + (R \cdot \Delta E)^2 + (2,36 \cdot 10^{-3})^2 F \bar{G}}$$

dont la valeur expérimentale d'environ 10 keV dépend principalement du terme de bruit  $2,36 \sigma_b$ . Pour une tension accélératrice de 35 kV, le critère 2 que nous nous étions fixé est satisfait:

$$2 \Gamma = 20 \text{ keV}$$

et la variance relative du gain  $V_G = 0,016$  est très inférieure à celle d'un multiplicateur à dynodes pour lequel  $V_G = 0,4$ .



### III. Principe du photocompteur

Le photocompteur tel qu'il a été décrit aux Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences (17) présente une structure très simple schématisé fig. 10.

Cette structure comprend:

- Une photocathode
- Un détecteur semiconducteur pour électrons de faible énergie
- Une optique électronique qui communique l'énergie nécessaire aux photoélectrons en les focalisant sur le détecteur.

Au détecteur semiconducteur est associé une chaîne d'amplification à faible bruit dont nous exposerons également les caractéristiques.

#### 1) La photocathode

Dans un PM, la photocathode est adaptée au spectre de la lumière qu'il doit détecter. Nous avons voulu réaliser une photocathode bien adaptée à la lumière émise par certains scintillateurs organiques dont le spectre présente un maximum à  $4000 \text{ \AA}$ . Nous avons donc adopté une photocathode du type S 11 antimoine-césium, qui est déposée sur une fenêtre en corindon afin d'assurer une bonne transmission en U.V. Nous avons limité la surface de la photocathode à  $300 \text{ mm}^2$  pour réduire le bruit de ce photocompteur autant que possible. L'émission thermoionique doit être légèrement augmentée par le champ à la surface de la photocathode qui est dans notre cas de  $400 \text{ V/cm}$ , soit environ deux fois plus élevé que pour un PM classique. Ceci entraîne d'après la loi de Schottky un abaissement  $\Delta V$  de la barrière de potentiel existant entre l'intérieur de la couche photosensible et le vide:

$$\Delta V = \sqrt{\frac{e E}{4\pi\epsilon_0}} \quad \begin{array}{l} E = 4 \cdot 10^2 \text{ V/cm} \\ \Delta V = 7 \cdot 10^2 \text{ V} \end{array}$$

Cet abaissement de la barrière de potentiel se traduit par une augmentation d'un facteur 1,17 sur l'émission thermoionique sans champ extérieur (18).

Réunir dans un même tube à vide une photocathode et un détecteur semiconducteur présente des difficultés d'ordre



technologique, car la technique habituelle de formation des photocathodes peut entraîner la destruction du détecteur. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour la réalisation de ces tubes, nous les exposerons au chapitre suivant.

Remarque: En considérant que le détecteur est dans l'axe d'incidence de la lumière et que 30% de cette lumière traverse la couche photosensible, on peut se demander si le signal photoélectrique est perturbé par le signal lumineux qui l'accompagne? En se plaçant dans le cas le plus défavorable où le rendement quantique du détecteur semiconducteur est de 100% pour chaque photon transmis, un calcul simple montre que les ordres de grandeur de ces deux signaux sont très différents.

En effet, les photoélectrons sont les seuls à être focalisés sur le détecteur et le rapport entre les surfaces de photocathode et Jonction donne:

$$\frac{S_{pk}}{S_{Jonction}} = \frac{300}{12} = 25$$

D'autre part, les photoélectrons bénéficient du gain  $10^4$ .

En prenant un rendement quantique de photocathode de 10%, on obtient globalement:

$$\frac{\text{Signal photoélectrique}}{\text{Signal lumineux}} = \frac{25 \times 10^4 \times 0,1}{0,3} = 8.10^4$$

## 2) Le détecteur semiconducteur

Le détecteur semiconducteur qui est le composant le plus important de ce tube doit avoir des qualités spectroscopiques qui lui sont nécessaires pour détecter des électrons de faible énergie et une robustesse qui lui permettra de supporter un étuvage à la température de 250°C sous un vide de  $10^{-6}$  torr.



L'utilisation d'un détecteur au germanium permettrait de gagner un facteur :

$$\left( \frac{\xi_{\text{Si}}}{\xi_{\text{Ge}}} = 1,25 \right)$$

sur le gain du tube par rapport au silicium, mais les conditions thermiques interdisent l'emploi du germanium. Ce détecteur sera donc au silicium et il pourra être réalisé suivant trois modèles (figure 11).

a) Le détecteur à barrière de surface a l'avantage de n'opposer à la pénétration des électrons qu'une mince épaisseur de fenêtre. La couche métallique déposée à la surface peut être une couche d'or de 200 Å et son pouvoir absorbant est sensiblement équivalent à 0,1 µ de silicium. Malheureusement, la couche d'oxyde qui constitue la jonction peut être détériorée sous l'action simultanée du vide et de la température.

b) Pour les premiers tubes photocompteurs, nous avons utilisé un détecteur du type diffusé qui est réalisé par RTC-Caen et dont les performances en détection  $\beta$  sont excellentes. Ce détecteur est obtenu par diffusion d'une impureté de type n (phosphore) dans un monocristal silicium de type P et de résistivité 1 500 Ωcm. L'épaisseur morte de la fenêtre est d'environ 0,7 µ et la profondeur de la zone désertée est de 50 µ pour 20 V de tension inverse. La tenue au vide de ce détecteur est parfaite ; malheureusement, il n'est pas possible d'élever la température au dessus de 90° C sans augmenter irréversiblement son courant inverse. Cette dégradation est attribuée, par le constructeur, à la destruction ou disparition de la résine époxy qui limite les courants de fuite en surface.

c) Le détecteur qui est le mieux adapté à notre application est un détecteur diffusé réalisé suivant la technique planar et dont la pas-

.../...



sivation des surfaces est obtenue par une couche de silice  $\text{SiO}_2$ .

RTC-Caen réalise ce détecteur qui supporte, sans dommage, des températures d'étuvage de  $350^\circ \text{C}$  sous un vide inférieur à  $10^{-7}$  Torr. La résistivité du silicium de base servant à la réalisation de ces détecteurs est actuellement de  $600 \Omega \text{ cm}$  ; elle sera augmentée ultérieurement.

Pour détecter des électrons de faible énergie, il est important d'optimiser le rapport signal sur bruit. La figure 12 donne le schéma équivalent du détecteur associé au préamplificateur avec les principaux paramètres de cette optimisation, qui sont : la capacité du détecteur  $C_d$ , le courant inverse du détecteur  $i_d$ , le bruit de l'étage d'entrée du préamplificateur et les constantes de temps de filtrage  $\tau_i$  et  $\tau_d$ .

Le bruit du préamplificateur est pour un étage d'entrée à tubes (19) :

$$(2,36 \sigma_{\text{PA}})^2 = 1,6 \cdot 10^2 I_g \tau + 2 \cdot 10^{-2} \frac{C^2}{S \cdot \tau}$$

$I_g$  courant grille en ( $\mu\text{A}$ ), S pente ( $\text{mA/V}$ ) ( $\mu\text{S}$ ), C (PF)

Le bruit apporté par le détecteur est :  $(2,36 \sigma_d)^2 = 1,6 \cdot 10^2 I_d \tau$

Le bruit de l'ensemble s'obtient par addition quadratique :

$$\sigma_b \text{ total} = \sqrt{\sigma_{\text{PA}}^2 + \sigma_d^2}$$

La largeur de bande de l'amplificateur est définie par la constante de temps de différentiation  $\tau_d$  vers les fréquences basses et par la constante de temps d'intégration  $\tau_i$  vers les fréquences élevées. Cette largeur de bande joue un rôle important pour l'optimisation du rapport signal/bruit.

Capacité du détecteur ( $C_d$ ) : les détecteurs de  $12 \text{ mm}^2$  de surface utile que nous utilisons présentent une zone désertée d'environ  $100 \mu$  pour une tension inverse de  $40 \text{ V}$ . Cela correspond à une capacité d'environ  $12 \text{ pF}$ .

Notons que des électrons de  $40 \text{ keV}$  peuvent être stoppés par une profondeur de Si de  $10 \mu$  et que l'intérêt d'avoir une épaisseur désertée de  $100 \mu$  est de réduire la capacité.



Cependant, l'augmentation de la tension inverse à 80 V qui permettrait d'obtenir une épaisseur désertée de 200  $\mu$  peut ne pas être intéressante en raison de l'augmentation du courant inverse du détecteur.

#### Courant inverse du détecteur ( $i_d$ )

Ce courant inverse est d'environ 200 nA à 20 V de polarisation inverse pour les détecteurs que nous utilisons, la tension de claquage se situe entre 300 et 400 V. La caractéristique inverse  $i = f(v)$  fig. 13 comprend trois composantes :

- Le courant de diffusion  $N \rightarrow p$  qui devient rapidement négligeable lorsque la zone désertée devient plus grande que la longueur de diffusion
- Le courant de génération thermique de porteurs dans la région désertée

$$i = \frac{n_i}{2\tau} eD \cdot n_i \simeq 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \exp -\frac{E}{2KT}$$

- Les courants de fuites en surface.

Dans le cas de nos détecteurs où le volume utile de détection est petit, la composante des courants de surface est souvent prépondérante. Il convient alors pendant la fabrication de soigner particulièrement les traitements de surfaces.

On a remarqué qu'une polarisation convenable de la jonction correspondrait au point A porté sur la caractéristique  $I(v)$ . Ce point correspond à une région où la caractéristique est suffisamment horizontale pour pouvoir considérer que les porteurs sont créés par effet thermique. Dans ce cas, le bruit apporté par le détecteur est faible. Au contraire, le point B correspond à une tension trop élevée où déjà se produisent des micro-claquages, et les porteurs peuvent être créés par paquets. Ceci explique que pour une valeur de  $I_d$  égale, deux détecteurs peuvent être plus ou moins bruyants. La forme de la caractéristique inverse doit, par conséquent, être considérée.



### Bruit du préamplificateur

La valeur  $2,36 \sigma_{pA}$  de ce bruit est donnée par le constructeur ORTEC. Elle est égale à 2,5 keV pour une capacité d'entrée nulle. Il faut ajouter environ 0,1 keV par pF à l'entrée. Ce sont des valeurs limites pour un préamplificateur à tubes. L'utilisation d'un transistor à effet de champ dans le premier étage du préamplificateur permet d'obtenir  $1,3 \text{ keV} + 0,15 \text{ keV/pF}$  entrée. Les constantes de temps d'intégration et de différentiation doivent être identiques pour obtenir l'optimum de résolution. La chaîne ORTEC est conçue telle que

$$\tau_i = \tau_d = 1 \mu\text{sec.}$$

On peut alors déterminer les valeurs de

$$\sigma_{pA} \text{ et } \sigma_d \text{ pour } C = 20 \text{ pF} \quad I_d = 200 \text{ nA}$$

$$(2,36 \sigma_t)^2 = (4,5 \text{ keV})^2 + (3,7 \text{ keV})^2 = 34 \text{ keV}^2$$

$$2,36 \sigma \text{ total} = 5,8 \text{ keV}$$

### 3) L'optique électronique

C'est une optique triode constituée par la fenêtre du photocompteur, une électrode de focalisation cylindrique et l'anode qui contient le détecteur semiconducteur. Le rôle de cette optique est de former l'image de la photocathode d'une surface de  $300 \text{ mm}^2$  sur la surface du détecteur de  $12 \text{ mm}^2$  en communiquant une énergie de 30 à 40 keV aux photoélectrons. Une telle optique de géométrie sphérique ayant pour centre le détecteur présente l'avantage de ne pas faire apparaître sur la photocathode un champ électrique trop élevé, c'est au voisinage de l'anode que le gradient de potentiel est important. Le champ  $E(r)$  est de la forme

$$E(r) = \frac{U}{r_1 - r_2} \cdot \frac{r_1 r_2}{r^2}$$

U étant le potentiel entre photocathode et anode,

$r_1$  la distance de la fenêtre par rapport au centre de l'optique

$r_2$  la distance de l'anode , " " " " " "

$$r_1 = 10 \text{ cm} \quad r_2 = 0,9 \quad U = 35 \text{ kV} \quad E_{pK} = 320 \text{ V/cm}$$

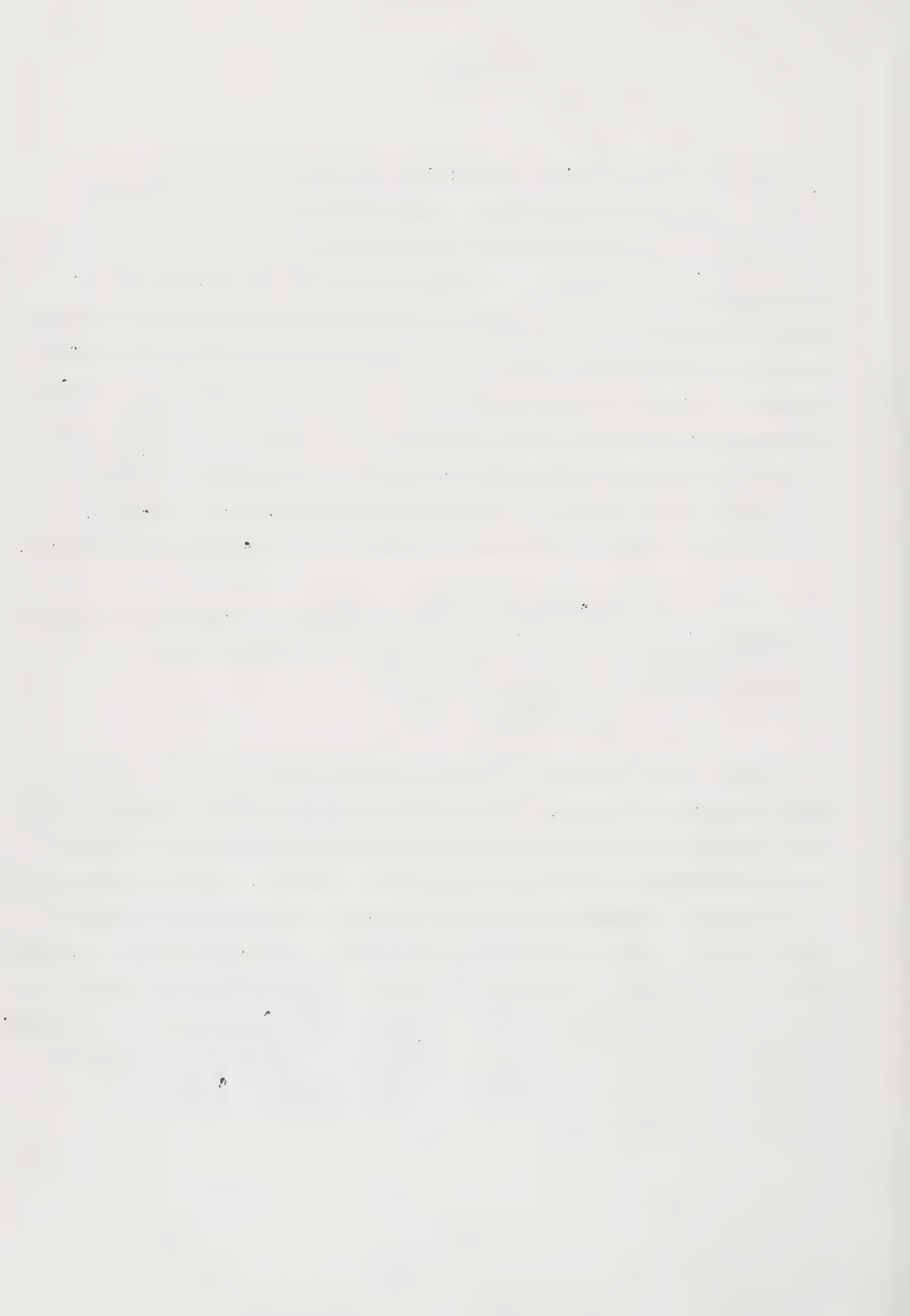


L'étude de cette optique a été faite à la cuve rhéographique figure 14. Une bonne focalisation des photoélectrons est obtenue pour un potentiel de la focalisatrice diminué de 10 % par rapport au potentiel de cathode. Le réglage de la focalisation n'est pas critique, mais on a cependant intérêt à ce que l'impact des photoélectrons se produise sur une petite portion de la surface utile du détecteur afin d'obtenir une bonne résolution. L'efficacité de collection d'une telle optique serait de 100 % si il n'y avait pas de perte d'électrons par rétro-diffusion. La vitesse élevée des électrons rend cette optique moins sensible aux champs magnétiques que dans la plupart des optiques de PM à dynodes ; en outre, le temps de transit et, par conséquent, la dispersion du temps de transit des électrons est beaucoup plus faible.

Pour une distribution sphérique du champ, la dispersion du temps de transit  $\Delta t$  est en première approximation d'après (20) :

$$\Delta t = \left[ \sqrt{\frac{2eU_0}{m}} / \frac{2eU}{m \left(1 - \frac{r_2}{r_1}\right)} \right] \frac{2r_1^2}{r_2}$$

Dans un PM à dynodes, l'augmentation de l'énergie des électrons dans l'optique d'entrée, au-delà d'une certaine valeur, diminue l'émission secondaire sur la première dynode, ce qui interdit la réduction de la dispersion du temps de transit par ce moyen. Pour le photocompteur, au contraire, l'augmentation de la tension accélératrice diminue la dispersion du temps de transit et améliore le gain. On ne peut cependant pas augmenter cette tension accélératrice indéfiniment sans donner lieu à une émission électronique des surfaces métalliques par effet de champ. Il convient pour cette raison de soigner le polissage et la propreté des électrodes afin de ne pas introduire de pointes qui peuvent favoriser cette émission.



#### IV. Caractéristiques obtenues sur 5 tubes expérimentaux

##### 1) Dispositif d'essai

L'essai des tubes photocompteurs nécessite (1) une source de lumière pulsée, (2) une alimentation THT associée à un pont diviseur pour répartir les différents potentiels sur les électrodes du photocompteur, (3) une chaîne d'amplification faible bruit, (4) un analyseur d'amplitude. fig. 15.

L'oscilloscope à échantillonnage (5) est utilisé pour mesurer le temps de réponse du photocompteur.

(1) Le générateur d'éclair est constitué par un éclateur qui fournit une étincelle dans l'air d'une durée très brève, temps de montée 0,5 ns, largeur à mi-hauteur 1 ns. Il permet par l'intermédiaire de filtres appropriés d'extraire par éclair quelques photoélectrons de la cathode et de simuler ainsi les conditions de fonctionnement à faible flux de lumière pulsée.

La fig. 22 schématise l'éclateur, qui est alimenté en série par une triode VHF. Celle-ci est bloquée par sa cathode avec une tension positive et elle est déclenchée 50 à 100 fois par seconde par une impulsion négative. Au moment du déclenchement, une tension de 4 kV apparaît ainsi aux électrodes de l'éclateur pour produire l'étincelle. Un circuit RC permet de recueillir une impulsion électrique synchrone de l'éclair.

Une cellule photoélectrique rapide permet de contrôler la rapidité et l'intensité de l'étincelle obtenue; elle facilite ainsi l'obtention de l'écartement optimum des électrodes de l'éclateur.

(2) La source THT doit permettre d'alimenter le PC par des tensions négatives comprises entre 25 et 40 kV. Elle doit être stable et bien filtrée. Notre choix s'est porté sur l'alimentation Universal Voltronics 50 kV, 1,5 mA dont le taux d'ondulation résiduelle après filtrage est de 1,5%. Cette alimentation est constituée par un transformateur 50 Hz, élévateur de tension suivi de diodes silicium pour le redressement. Toute alimentation fonctionnant à partir d'un oscillateur HF doit être évitée en raison de la haute sensibilité du préamplificateur et des risques de le perturber par induction.



Pour cette même raison, on doit soigner les connections afin d'éviter les effluves dans l'air qui engendrent des parasites électriques. C'est ainsi que le pont de résistances utilisé pour obtenir la tension intermédiaire pour la focalisatrice du PC est réalisé avec les plus grandes précautions.

(3) La chaîne d'amplification à faible bruit est d'un type commercialisé. Nous utilisons la chaîne ORTEC ampli modèle 201, préampli 101 XL dont nous avons modifié quelques caractéristiques: résistance d'entrée du préamplificateur et constantes de temps  $\tau_i$  et  $\tau_d$  d'intégration et différentiation afin d'optimiser la résolution vis-à-vis du détecteur employé.

Nous avons aussi essayé la chaîne d'amplification S.E.I.N. qui a donnée de bons résultats; elle présente l'avantage de permettre un réglage direct des constantes  $\tau_i$  et  $\tau_d$ .

(4) L'analyseur d'amplitude est un 400 canaux Intertechnique. Nous l'attaquons directement sans passer par les amplificateurs incorporés. Les impulsions injectées à l'entrée du convertisseur sont positives, comprises entre 0 et 8 V, et ont une durée de 2 à 3 microsecondes.

On distingue sur le schéma fig. 15 deux voies distinctes qui ne peuvent être utilisées simultanément. L'une à haute impédance et bonne résolution en amplitude, l'autre à basse impédance et bonne résolution en temps.

## 2) Résultats obtenus

Nous résumerons ici les résultats des travaux qui ont porté jusqu'à ce jour sur la réalisation de cinq tubes photocompteurs. Nous suivrons chronologiquement les modifications apportées au PC en partant du n° 1 jusqu'au n° 5, qui n'est cependant pas encore une version définitive.

Ces tubes diffèrent les uns des autres par quelques perfectionnements technologiques, mais principalement par les moyens déployés pour la réalisation de leur photocathode.



PC n° 1

Ce tube, qui est le premier du genre à avoir été réalisé, devait permettre de vérifier la validité du principe. Nous avons voulu éliminer pour cela tous les inconvénients qu'entraîne l'évaporation de césium dans le photocompteur. Nous avons donc réalisé une photocathode en évaporant sur la fenêtre d'entrée du tube et, avant la fermeture de celui-ci, une fine couche d'or. Cette couche d'or est déposée sur la fenêtre en corindon en contrôlant l'évaporation jusqu'au moment où son épaisseur provoque une absorption en lumière blanche de 20%. Une telle photocathode présente l'avantage de pouvoir être remise à l'air sans détérioration, elle autorise ainsi l'ouverture du tube au cas échéant. Cependant, une telle couche ne présente d'effet photoélectrique que pour des photons énergiques, mais le spectre de l'étincelle utilisée comme source de lumière est suffisamment riche en rayonnement U.V. pour créer des photoélectrons.

La mise en comptage du tube pendant deux minutes devant la source de lumière pulsée permet d'obtenir directement sur l'analyseur d'amplitude le spectre fig. 17a que nous avons photographié. Ce spectre montre très distinctement le nombre discret de photoélectrons produits par chaque étincelle. On distingue les pics à 1, 2, 3, 4, 5 photoélectrons. A partir de tels spectres, on peut déterminer les caractéristiques du tube photocompteur, comme le gain, l'épaisseur de la fenêtre d'entrée de la jonction et la résolution. On peut aussi analyser la statistique des photoélectrons.

- Gain: Nous avons enregistré des spectres pour des tensions d'accélération des photoélectrons différentes; on a pu ainsi vérifier la linéarité du gain en fonction de cette tension. En augmentant la tension d'accélération, le spectre s'étale tout en conservant l'équidistance entre chaque pic. La position d'un pic est repérée par le numéro du canal qu'occupe son maximum. On trace ainsi le diagramme fig. 16 en se servant des pics à 1, 2, 3 photoélectrons. La région hachurée de ce diagramme correspond à des valeurs de tension accélératrice pour lesquelles le gain du tube est trop faible pour permettre de sortir le signal utile du bruit de fond du préamplificateur.



En considérant que la valeur  $dE/dx$  varie peu dans un petit domaine d'énergie, on peut prolonger les portions de droites qui convergent en un point  $V_0$  sur l'axe des abscisses. La valeur  $eV_0$  peut être interprétée comme l'énergie perdue par les photoélectrons dans l'épaisseur morte de la fenêtre d'entrée du détecteur. Cette valeur  $eV_0 = 2$  keV correspond à une épaisseur de 0,75 micron si l'on prend une valeur  $dE/dx = 2,6$  keV/micron calculée par la formule de Bethe.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2 \pi (m_0 c^2)^2}{E} R_0^2 \cdot \frac{\rho}{M} \cdot N \cdot Z \cdot B.$$

$$m_0 c^2 = 511 \text{ keV}$$

$$R_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

$$\rho = 2,33 \text{ g/cm}^3$$

$$M = 28 \text{ g}$$

$$Z = 14$$

$$N = 6 \cdot 10^{23}$$

$$B = \text{Log} \frac{1,16 \cdot 30 \cdot 10^3}{3,5}$$

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{30 \text{ keV}} = 2,6 \text{ keV/micron}$$

- Résolution : le spectre correspondant à la figure 17a a été obtenu pour une tension accélératrice de 35 kV. L'espacement entre chaque pic est de 18 canaux, la résolution qui est chiffrée par la largeur des pics à mi-hauteur est d'environ 5 canaux,

$$\text{soit } \Gamma = \frac{35 \times 5}{18} = 9,5 \text{ keV.}$$

- Statistique des photoélectrons : l'enregistrement du spectre de la figure 17a a été fait sur une durée de deux minutes à raison de 70 à 75 étincelles par seconde. Le nombre d'impulsions parasites produites par ce tube dans l'obscurité est de l'ordre de 1 coup par seconde pour 35 kV de tension accélératrice. Ce faible bruit est dû à l'inexistence d'émission thermoionique de la cathode et à l'absence de césium.



Le Césium est en général responsable de l'émission froide dans les photomultiplicateurs.

Bien que les pics ne soient pas parfaitement séparés à leur base en raison des photoélectrons rétrodiffusés, on peut évaluer le contenu de chacun d'eux réparti sur 18 canaux.

$$\begin{array}{lll} N_1 = 2.222 & N_2 = 3.138 & N_3 = 2.523 \\ N_4 = 1.359 & N_5 = 589 & \sum N_x = 9.631 \end{array}$$

Nous considérons la grandeur

$$F(x) = (x + 1) \frac{N_x + 1}{N_x}$$

en remarquant que la précision obtenue sur cette grandeur est:

$$\frac{\Delta F(x)}{F(x)} = \Delta \left( \frac{N_x + 1}{N_x} \right) + \frac{\Delta N_x}{N_x}$$

$$\frac{\Delta F(x)}{F(x)} = \frac{1}{\sqrt{N_x + 1}} + \frac{1}{\sqrt{N_x}}$$

Les valeurs calculées sont portées sur le tableau suivant:

| x | F(x) | $\Delta F(x)$ |
|---|------|---------------|
| 1 | 2,82 | $\pm 0,12$    |
| 2 | 2,50 | $\pm 0,09$    |
| 3 | 2,12 | $\pm 0,10$    |
| 4 | 2,16 | $\pm 0,15$    |

Le graphique fig. 18 sur lequel nous avons porté  $F(x)$  nous montre que la distribution des  $N_x$  n'est pas tout à fait Poissonienne. En effet, la valeur moyenne  $F(x)$  n'est pas constante en raison de l'instabilité de l'étincelle. Ici la valeur moyenne se situerait aux environs de 2,4, mais pour des durées de comptage plus longues nous avons trouvé sur le même spectre deux distributions distinctes, l'une centrée sur une valeur moyenne au voisinage de 1 et l'autre au voisinage de 4 qui correspondraient à deux régimes d'arc de l'étincelle.



Le spectre de la fig. 17b a été obtenu en remplaçant la source de lumière pulsée par une source permanente de lumière UV obtenue à partir d'une lampe à vapeur de mercure. L'analyse statistique permet ici encore de mettre en évidence une instabilité importante de l'émission des photons. En effet, on remarque sur le spectre que le rapport  $P(2)/P(1)$  est d'environ 8%, ce que pour une distribution Poissonienne donnerait une valeur moyenne de 0,16. Or, le taux de comptage moyen sur 5 minutes est de 6.200 c/s et le temps d'intégration de l'électronique de l'ordre de la micro-seconde. Par conséquent, la valeur moyenne ne devrait pas dépasser  $6.10^{-3}$  et le rapport  $P(2)/P(1)$  devrait être environ de 3 pour 1.000. Ce phénomène dépend beaucoup des conditions de fonctionnement de la lampe à vapeur de mercure (courant et durée de fonctionnement), ce qui fait que les résultats sont peu reproductibles; cependant, le rapport  $P(2)/P(1)$  est avec ce type de lumière toujours très supérieur à celui auquel on peut s'attendre. On peut penser que par instant l'intensité d'émission de la lampe à vapeur de mercure est importante. Nous avons pu constater avec le photocompteur n° 5 (dont la photocathode était sensible à la lumière émise par un filament de tungstène) que ce phénomène ne se produisait pas. C'est ce que montre le spectre de la fig. 24a dont les pics correspondant à 2 ou 3 photoélectrons sont absents.

#### PC n° 2 et n° 3

La difficulté principale rencontrée dans la réalisation des photocompteurs est de former une photocathode dans un tube non étuvable. En effet, une élévation de température de la jonction à 90° C entraîne sa destruction pour des raisons que nous avons exposées au paragraphe III.2. Or, le processus habituel de formation d'une photocathode dans un tube à vide implique l'élévation de la température de celui-ci en deux phases:

- une première fois à 300° C pendant quelques heures afin de dégazer le tube en verre et les pièces métalliques contenues dans celui-ci.
- une deuxième fois pour la formation de la cathode aux environs de 150°C.



Pour réaliser la photocathode de ces deux tubes, nous avons procédé comme suit:

Le dégazage des tubes a été effectué en les laissant pendant 72 heures sur le bâti de pompage sous un vide de  $10^{-7}$  torr, mais sans les chauffer. En outre, une petite pompe à titane est montée sur ceux-ci afin de maintenir le vide dans le cas où le dégazage se poursuivrait après fermeture.

La fig. 20 montre l'agencement du photocompteur pour la formation de sa photocathode. En premier lieu on place un grain d'antimoine en face de la glace en corindon par l'intermédiaire d'une sonde disposée à droite du tube sur la figure. Cet antimoine est évaporé en chauffant le grain par un courant électrique, puis la sonde est retirée du tube par l'action d'un aimant sur la masse magnétique placée à son extrémité. On élève alors la température du tube aux environs de  $80^{\circ}\text{C}$  pour sensibiliser cette première couche d'antimoine par des vapeurs de césium. Le césium est contenu dans des pastilles à gauche sur la figure, il est évaporé en chauffant ces pastilles par un courant haute fréquence.

La couche photosensible étant alors réalisée, on laisse refroidir le tube, puis on le ferme définitivement.

Les sensibilités obtenues sur ces photocathodes n'ont pas été satisfaisantes, cela en raison de la faible température de formation ( $80^{\circ}\text{C}$ ) et de l'absence d'étuvage du tube qui introduit toujours des risques de contamination de la couche. La destruction de cette couche est d'autant plus rapide que l'atmosphère contaminante est riche en oxygène.

La PC n° 2 présente une sensibilité en lumière blanche de  $0,7\text{ }\mu\text{A/Lum.}$  et la n° 3 de  $1,9\text{ }\mu\text{A/Lum.}$  Les réponses spectrales de ces deux photocathodes sont représentées fig. 21.

Le rendement quantique, donc très faible de ces cathodes (environ 0,8% à  $4.000\text{ }\text{\AA}$ ) n'est cependant pas la constatation la plus fâcheuse que nous ayons faite sur ces tubes.



En effet, l'évaporation du césium en chauffant les pastilles permet aux vapeurs de se répartir dans l'ensemble du tube. Celles-ci viennent se condenser sur les parties les plus froides et en particulier les pièces métalliques. On connaît la propriété qu'a le césium d'abaisser considérablement le travail d'extraction des électrons des surfaces métalliques et de favoriser ainsi l'émission de champ. Il n'est, par conséquent, pas possible d'élever la tension sur ces tubes sans faire apparaître des impulsions de bruit à un taux de comptage rapidement inacceptable.

Le PC n° 2 a particulièrement souffert d'un excès de césium et n'a pu être utilisé en raison d'un claquage interne qui se produisait à partir de 20 kV entre l'accélératrice et la collerette métallique qui se trouve à la base du tube.

Pour le PC n° 3 nous avons réduit la quantité de césium contenu dans les pastilles et tenté de chasser autant que possible le césium résiduel déposé dans le tube après formation de la cathode.

Malgré ces précautions, le bruit par émission de champ est encore inacceptable, car à partir de 20 kV l'abondance des impulsions parasites sature le préamplificateur. Cependant, ce tube tient sans claquage des tensions de 40 kV.

Ce PC n° 3 ne nous ayant pas permis de faire des mesures spectroscopiques, nous avons procédé avec lui à la mesure du temps de transit des photoélectrons et du temps de réponse de la jonction à ces photoélectrons.

Nous avons utilisé pour cela une voie rapide en chargeant la sortie du photocompteur sur une impédance de 50  $\Omega$  et en attaquant directement l'oscilloscope à échantillonnage Tektronix 661.

Pour une tension d'accélération de 35 kV, la source de lumière pulsée permet d'obtenir un signal d'amplitude  $V = 18$  mV à la sortie du photocompteur, ce qui correspond à un nombre  $n$  de photoélectrons:

$$n = \frac{V \cdot \tau}{R \cdot G \cdot e}$$



$\tau$  durée du signal = 5 ns

R impédance de sortie = 50  $\Omega$

G gain du photocompteur =  $10^4$  à 35 kV

e charge de l'électron.

Ce qui donne pour n environ 1.000 photoélectrons par éclair, et, par conséquent, même si le bruit du photocompteur est élevé ( $10^5$  c/s), le rapport signal sur bruit est encore de  $10^6$ .

La fig. 19 montre une photo du signal observé à l'oscilloscope 661, échelle verticale 2,5 mV par carreau, échelle horizontale 2ns par carreau.

#### - Temps de transit des photoélectrons -

Nous savons que le temps de transit des électrons varie comme l'inverse de la racine carrée du potentiel accélérateur.

$$t = K \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}$$

La mesure consiste donc à observer la variation du temps qui sépare l'éclair lumineux et l'apparition de l'impulsion à la sortie du photocompteur, en fonction du potentiel accélérateur: L'oscilloscope 661 est donc synchronisé par l'impulsion électrique provenant de l'étincelle et l'on détermine l'avance que prend le signal à la sortie du photocompteur pour 20, 30 et 40 kV par rapport à 10 kV. On trace le graphique fig. 23 sur lequel est porté en abscisse la valeur  $1/\sqrt{V}$  et en ordonnée l'avance mesurée en nanoseconde sur l'oscilloscope. La valeur du temps de transit s'obtient alors facilement en considérant que

$$t = 0 \text{ pour } V = \infty$$

on trouve:

$$t = 5 \text{ ns pour } V = 40 \text{ kV.}$$

$$t = 10 \text{ ns pour } V = 10 \text{ kV.}$$

Le temps de montée du signal observé à l'oscilloscope fig. 22 ne peut pas être attribué à la dispersion du temps de transit des électrons qui est plus faible. En effet, cette dispersion de temps de transit  $\Delta t$  est donnée en première approximation par:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2m}{e}} \cdot \frac{\sqrt{V_0}}{E}$$



$eV_0$  étant l'énergie initiale des électrons quittant la cathode et  $E$  le champ au voisinage de cette cathode (paragraphe III.3).

Pour un potentiel accélérateur de 35 kV, le champ au voisinage de la cathode est de 320 V/cm et en prenant une énergie initiale  $eV_0 = 1$  eV on obtient  $\Delta t = 8.10^{-10}$  seconde.

#### - Temps de réponse du détecteur semiconducteur

Le rôle du photocompteur est comme nous l'avons vu de donner une information précise sur le nombre de photons détectés dans un faible flux de lumière pulsée, et non sur l'instant d'apparition de ce flux. Le faible gain du photocompteur nécessite l'emploi d'amplificateurs qui ne peuvent avoir en même temps un faible bruit et une grande bande passante; par conséquent, ce n'est pas la rapidité propre du photocompteur qui importe, mais bien celle de l'électronique qui lui est associée.

Cependant, on peut se demander quelle serait la limite de rapidité du détecteur semiconducteur. Fabri (21) a donné un schéma équivalent fig. 22 du détecteur semiconducteur et il a montré que dans la détection d'un rayonnement peu pénétrant ( $\alpha$  et  $p$  de faible énergie), le temps de collection des charges créées dans la zone désertée peut être négligé devant les constantes de temps du circuit équivalent.

La charge induite dans la zone désertée de capacité  $C$  est

$$Q = \int i(t) dt$$

$R_s$  et  $C_s$  sont la résistance et la capacité série de la région non désertée du détecteur,  $R_c$  est la résistance de contact et  $R$  la résistance de charge. Pour le photocompteur  $i(t)$  est proportionnel au flux lumineux  $\Phi(t)$ . Si l'on veut fixer une limite de la rapidité de réponse du photocompteur, on peut considérer qu'une particule  $\alpha$  de 5 MeV équivaut à un flux lumineux percussif donnant environ 150 photoélectrons. Les conditions d'optimisation de la rapidité pour des  $\alpha$  de 5 MeV ont été étudiées à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (22). On peut obtenir une largeur à mi-hauteur du signal de 2,5 ns sur une charge de 100  $\Omega$  avec une capacité de jonction de 10 pF.



Photocompteurs n° 4 et n° 5 réalisés par la "technique transfert"

La technique transfert (23) est une nouvelle technique de sensibilisation des photocathodes qui implique une opération de transfert à l'intérieur d'une enceinte à ultra-vide. Un des avantages de cette technique est de localiser la condensation des vapeurs alcalines au seul support de la photocathode afin de ne pas contaminer les autres parties du tube. Après la formation et la stabilisation de la couche photoémissive, le support de cathode est transporté sous vide à sa place définitive et le scellement du tube est obtenu par l'écrasement d'un joint d'indium.

Le processus de dégazage nécessitant de porter l'ensemble du tube à une température minimum de  $350^{\circ}\text{C}$  sous un vide inférieur à  $10^{-7}$  torr, il est donc nécessaire, pour réaliser des tubes par la technique transfert, d'utiliser des détecteurs passivés par une couche de  $\text{SiO}_2$  dont nous avons donné les caractéristiques au chapitre III.2. Avant de pouvoir disposer de ces détecteurs, nous avons tenté de réaliser des tubes avec des jonctions RTC du type méssa qui, pour n'avoir pas été suffisamment étuvées, ne permettaient pas d'obtenir des cathodes stables.

Les photocathodes réalisées sur les PC transfert n° 4 et n° 5 sont bialcalines, du type  $\text{S}_b\text{KCs}$  et  $\text{S}_b\text{K Na}$  ; leurs sensibilités respectives sont de  $29\text{ }\mu\text{A/lm}$  et  $26,5\text{ }\mu\text{A/lm}$ . Les réponses spectrales (figure 21) montrent une sensibilité plus intéressante à  $4\,000\text{ \AA}$  pour le PCT n° 5. Les résultats obtenus sur les sensibilités de cathode et sur les valeurs de bruits des tubes photocompteurs réalisés par la "technique transfert" (PCT) sont très supérieurs aux tubes PC n° 2 et PC n° 3.

.../...



Les figures 24(a) et 24(b) montrent le spectre d'électron unique et le spectre de bruit du PCT n° 4.

Du point de vue du spectre à électron unique, on constate que sa résolution est environ quatre fois meilleure que celle d'un PM classique, figure 25, éclairé dans les mêmes conditions.

Du point de vue du bruit, on constate que le spectre, figure 24b, présente une proportion non négligeable de grandes impulsions provenant de 2, 3, 4 ... électrons quittant la cathode. Ces grandes impulsions peuvent avoir deux origines :

- a) s'il s'agissait de retour d'ions sur la cathode, créant plusieurs électrons secondaires, le nombre d'impulsions d'amplitudes supérieures à 1 devrait dépendre du nombre d'impulsions d'amplitude 1.

$$\frac{N_2 + N_3 + N_4 + \dots}{N_1} = \text{Cte.}$$

Cette constante devant dépendre de la pression résiduelle dans le tube. Pour une pression de l'ordre de  $10^{-7}$  torr et en prenant une section efficace d'ionisation  $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$  sur la portion de trajectoire électronique correspondant aux énergies d'ionisation des gaz, la valeur de cette constante serait approximativement :

$$\frac{\sum_{x=2}^{x=\infty} N_x}{N_1} = \sigma \cdot n \cdot l$$

où  $n$  représente la densité d'atomes gazeux résiduels.

$$\sigma \cdot n \cdot l = 10^{-16} \cdot \frac{6 \cdot 10^{23}}{22} \cdot 10^{-3} \cdot \frac{10^{-7}}{7 \cdot 10^2} \cdot 2$$

$$\approx 10^{-6}$$



Or, la valeur  $\frac{\sum_{x=2}^{x=\infty} N_x}{N_1}$  obtenue expérimentalement n'est pas inférieure à  $10^{-3}$ .

- b) nous sommes tentés de penser que ce bruit a pour origine des phénomènes lumineux engendrés dans le tube et vus par la cathode. La forte dépendance de ce bruit avec la tension appliquée au tube est caractéristique de l'émission de champ, et il est probable que l'électron arraché par le champ puisse émettre des photons en bombardant la surface de verre ou de métal qui le capte.

Le PCT n° 4 présente un bruit d'obscurité de l'ordre de 300 impulsions par seconde à 30 kV et de 3 500 impulsions par seconde à 35 kV.

Le PCT n° 5, pour lequel des précautions particulières avaient été prises pour le polissage et la propreté des électrodes, présente un bruit très inférieur, de l'ordre de 160 impulsions/seconde à 30 kV et de 900 impulsions/seconde à 35 kV. En général, le bruit qui est important à la première mise sous tension du tube diminue et se stabilise après plusieurs jours de fonctionnement.

La composante de bruit non thermoionique des PM a déjà fait l'objet de nombreuses observations et discussions (24) (25). Les résultats obtenus avec le photocompteur confirment ces observations et permettent de chiffrer les proportions respectives des impulsions multi-électroniques du bruit ; c'est ce que montre le tableau de la page 37.



## V - UTILISATION DU PHOTOCOMPTEUR EN DETECTION NUCLEAIRE PAR SCINTILLATION

Nous savons que, dans bien des cas, les détecteurs semi-conducteurs remplacent les photomultiplicateurs. En spectrométrie, les résolutions obtenues avec les détecteurs semiconducteurs sont incontestablement meilleures que celles obtenues avec un scintillateur associé à un PM.

Cependant, la détection par scintillation se pratique encore pour des raisons diverses : les domaines d'énergie concernés sont plus vastes (scintillation liquide pour  $\beta$  mous - scintillation cerenkov pour les particules de hautes énergies) ; en outre, les volumes utiles de détection sont plus importants. C'est pourquoi nous voulons comparer le comportement du photocompteur en spectrométrie avec celui d'un PM conventionnel. Ces mesures ont été effectuées avec le photocompteur transfert n° 5.

### 1° Spectrométrie $\beta$ à faible énergie $H^3$

L'énergie des  $\beta$  émis par le tritium étant faible ( $E_{\max} = 18 \text{ keV}$ ), il s'ensuit que le flux de lumière émis par le scintillateur parvient à n'extraire que quelques photoélectrons de la cathode. L'intérêt du PC est de faciliter l'exploitation du spectre en séparant distinctement les impulsions issues d'un nombre donné de photoélectrons et constituant généralement le signal, des impulsions issues d'un seul électron et constituant le bruit. Notons qu'en comparaison avec un dispositif de carbotrimétrie à coïncidence, le flux lumineux du scintillateur n'est pas ici partagé entre deux PM ; par conséquent, l'efficacité de détection est augmentée.

.../...



Sur la figure 26, les flèches (a) et (b) désignent respectivement des spectres du tritium et du bruit, inscrits en ordonnée logarithmique sur l'oscilloscope d'un analyseur d'amplitude. Ces spectres sont obtenus pour une tension de fonctionnement du photocompteur de 30 kV, avec un scintillateur liquide (Toluène, PPO, POPOP) fixé contre la fenêtre du tube par l'intermédiaire d'une graisse optique.

On constate que le bruit est principalement constitué d'impulsions à électron unique alors que le signal donne des impulsions dont les amplitudes peuvent être à 7 ou 8 photoélectrons. Le tableau suivant donne le rapport  $\frac{P_x}{P_x + 1}$  pour le signal et le bruit,  $P_x$  étant la probabilité d'obtenir une impulsion à  $x$  électrons.

| $\frac{P_x}{P_x + 1}$ | $\frac{P_1}{P_2}$ | $\frac{P_2}{P_3}$ | $\frac{P_3}{P_4}$ | $\frac{P_4}{P_5}$ | $\frac{P_5}{P_6}$ | $\frac{P_6}{P_7}$ | Nombre d'impulsions total par minute |
|-----------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------------------------|
| Signal<br>$H^3$       | 3                 | 3,1               | 3,3               | 3,6               | 3,7               | 3,7               | 189 700                              |
| Bruit                 | 100               | 10                | 1,6               | 1,5               | 1,4               | 1,2               | 10 000                               |

Le photocompteur offre donc la possibilité d'une évaluation rapide du rapport  $\frac{P_x}{P_x + 1}$ . On peut alors imaginer un dispositif constitué par deux échelles de comptage dont les seuils seraient convenablement fixés, qui donnerait à tout instant la valeur de l'efficacité de détection dans les conditions de l'expérience. Ce serait une méthode simplifiée de ce qui est connu sous le nom de "channel ratio method" (26), mais qui présenterait l'avantage de jouer sur un rapport de nombres exacts de



photoélectrons et non sur un rapport d'amplitude sujet aux fluctuations de gain du PM. Dans les conditions de notre expérience, la modification de l'efficacité de détection par simple suppression de la graisse optique entre scintillateur et cathode entraîne une variation du rapport  $\frac{P_2}{P_3}$  de 3,1 à 5,2 et du rapport  $\frac{P_4}{P_5}$  de 3,6 à 4,5.

## 2° Spectrométrie $\gamma$ Cs<sup>137</sup>

Comme on peut le supposer, le photocompteur doit apporter une amélioration sensible de la résolution des spectres  $\gamma$  obtenus par scintillation. Nous avons vu au premier chapitre que le signal de charge électrique Q, obtenu à la sortie d'un PM, est proportionnel au nombre moyen N de photons produits par le scintillateur, au rendement quantique  $\alpha$  de la cathode et au gain du multiplicateur G.

$$Q = N \cdot \alpha \cdot G$$

Les fluctuations de Q sont chiffrées par la variance  $\sqrt{Q}$ .

$$\sqrt{Q} = \sqrt{N} + \frac{\sqrt{\alpha}}{N} + \frac{\sqrt{G}}{N\alpha}$$

La variance  $\sqrt{N}$  est une caractéristique du scintillateur.

Les deux autres termes caractérisant le PM, il est possible de les grouper en un terme unique que l'on désigne par  $\sqrt{PM}$ .

$$\text{avec } \sqrt{\alpha} = \frac{1 - \alpha}{\alpha} \quad \sqrt{PM} = \frac{1 + \sqrt{G} - \alpha}{N\alpha}$$

Considérons le cas de la détection du Cs<sup>137</sup> avec un scintillateur INa pour lequel un  $\gamma$  de 661 keV donne environ 13 000 photons.

Si l'on prend des valeurs  $\alpha = 20 \%$  et  $N_G = 0,5$  typiques pour un PM conventionnel, on obtient  $\sqrt{PM} = 5 \cdot 10^{-4}$ , ce qui donne une contribution de la part du PM sur la largeur du pic Cs<sup>137</sup>.

$$R \%_{PM} = 2,36 \sqrt{\sqrt{PM}} = 5,3 \%$$

.../...



Pour un photocompteur dont le rendement quantique serait aussi 20 %, mais dont la variance de gain est négligeable, on aurait  $\mathcal{V}_{PC} = 3,1 \cdot 10^{-4}$ , ce qui correspond à :

$$R \%_{PC} = 2,36 \sqrt{\mathcal{V}_{PC}} = 4,1 \%$$

La contribution du scintillateur à l'élargissement de la raie est plus importante que si la loi de fluctuation était normalement Gaussienne.

$$R \%_{scin.} > 2,36 \sqrt{\frac{1}{N}}$$

La valeur de  $R \%_{scin.}$  pour le pic du  $Cs^{137}$  est de l'ordre de 6 % pour un bon scintillateur (24).

On peut donc prévoir qu'un photocompteur utilisé avec un bon scintillateur donnerait une résolution sur le pic du  $Cs^{137}$  :

$$R_{tot} \% = \sqrt{R_{PC}^2 + R_{scin.}^2} = 7,2 \%$$

Un autre avantage du photocompteur sur les PM conventionnels serait la stabilité de gain en fonction du taux de comptage et de la température, car les instabilités observées avec les PM conventionnels sont liées aux propriétés de la couche émissive Ag Mg O Cs des dynodes. En outre, la tension de fonctionnement du photocompteur ne nécessite pas la même régulation que pour un PM conventionnel dont le gain varie comme  $V^k$ , k désignant le nombre de dynodes.

La résolution obtenue avec le PCT n° 5 sur le pic du  $Cs^{137}$  est de 10,7 %. Mais la toute récente réalisation d'un tube (PCT n° 6) dont la

.../...



sensibilité de cathode est de  $115 \mu\text{A}/\text{lm}$ , avec un rendement quantique de 17 % à  $4\,000 \text{ \AA}$ , nous a permis d'obtenir une résolution de 7,5 % sur le pic photoélectrique du  $\text{Cs}^{137}$  (figure 27). La tension de fonctionnement du tube, dans ces conditions, est de 20 kV.

## VI - CONCLUSION

Ces premiers résultats sont dans l'ensemble satisfaisants.

Les perfectionnements à apporter dans le futur sont la modification de l'optique électronique pour l'emploi d'une surface de cathode plus importante ( $20 \text{ cm}^2$ ). La recherche d'un bruit de fond limité à la seule composante thermoionique par l'emploi d'une optique dont la géométrie serait conçue de telle façon qu'aucun champ macroscopique supérieur à  $15 \text{ kV/cm}$  ne puisse exister au voisinage des électrodes portées à un potentiel négatif, afin d'éviter l'émission froide.

L'argument principal qui est opposable à ce nouveau type de PM est le faible gain qui nécessite l'emploi d'amplificateurs électroniques à faible bruit. Dans le domaine de l'électron unique, il faut un amplificateur de charge dont le seuil  $\Delta q$  soit inférieur à  $10^{-15}$  coulomb. Ceci se réalise facilement pour une bande passante conduisant à une résolution en temps  $\Delta t$  de l'ordre de la microseconde. Les progrès dans le domaine des composants électroniques tendent à réduire encore le produit  $\Delta q \times \Delta t$  et élargissent ainsi les perspectives d'applications du photocompteur.



R E F E R E N C E S

- 1 - R. Kalibjian : 1966, IEE Transaction on Nuclear Science, Vol. 13, n° 3
- 2 - L. G. Wolfgang, J. M. Abraham and C.N. Inskeep : 1966, IEE Transaction on Nuclear Science, Vol. 13, n° 3.
- 3 - G. Pfeffer : à cette époque, Attaché de Recherche au Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg Cronembourg.
- 4 - M. Duquesne : Maître de Conférence - Faculté des Sciences PARIS.
- 5 - E. Breitenberger : 1955, Prog. Nucl. Phys. 4, pages 56-94.
- 6 - G. Pfeffer, H. Lami, G. Laustriat, A. Coche : 1962, comptes rendus, Ac. Sciences, n° 4, page 1035.
- 7 - F. A. Johnson, Mc. Lean, T.P Pike : 1966, Physics of Quantum Electronics, edited by P.L. Kelley.
- 8 - R. G. Lye, A. J. Dekker : 1957, Physical Review, Vol. 107, n° 4.
- 9 - M. Cailler : 1966, comptes rendus, Ac. Sciences, N° 20, page 3502.
- 10 - H. Simon, R. Suhrmann : 1958, Der Lichtelektrische Effekt, edited by Springer-Verlag.
- 11 - P. Palluel : 1947, comptes rendus, Ac. Sciences, N° 18, page 1492.
- 12 - F. J. Lombard, F. Martin : 1961, Rev. Sci. Instr. 32, page 200.
- 13 - C. Gazier : 1963, Thèse du C.N.A.M.
- 14 - K. Siegbahn : 1964,  $\alpha \beta \gamma$  Ray Spectroscopy, tome 1, page 11, edited by North Holland Publishing Company.
- 15 - U. Fano : 1947, Physical Review, Vol. 72, n° 1, page 26.
- 16 - P. Siffert et A. Coche : 1966, IEE, Vol. NS 14, n° 3, page 225.
- 17 - P. Chevalier, J. Nussli : 1967, compte rendu, Ac. Sciences, n° 6, page 462.
- 18 - J. Nussli : communication privée L.E.P.
- 19 - D. C. Northrop, G. Dearnaley : 1964, Semiconductor counters for nuclear radiation, edited by Spon Ltd.



- 20 - M. Barbier : 1960, Rapport CERN 60-34
- 21 - G. Fabri et V. Svelto : 1965, Nucl. Inst. Meth., Vol. 35, pages 83-87
- 22 - J. C. Balland, M. Goyot, J. Pigneret, J. J. Samueli : 1966, "Onde Electrique", n° 472-473
- 23 - G. Piétri : The transfer method, a new technique for the sensitization of photoelectric tubes - 11ème SSCS Washington - Février 1968
- 24 - J. B. Birks: the theory and practice of scintillation counting Pergamon Press Book, 1964
- 25 - M. Duquesne, I. Tatischaff, N. Recouvreur : Nuclear Instr. Meth. n° 41, 1966
- 26 - L. A. Baillie : Int. J. Appl. Rad. and Isotopes, 8-1-1960



Figure 1

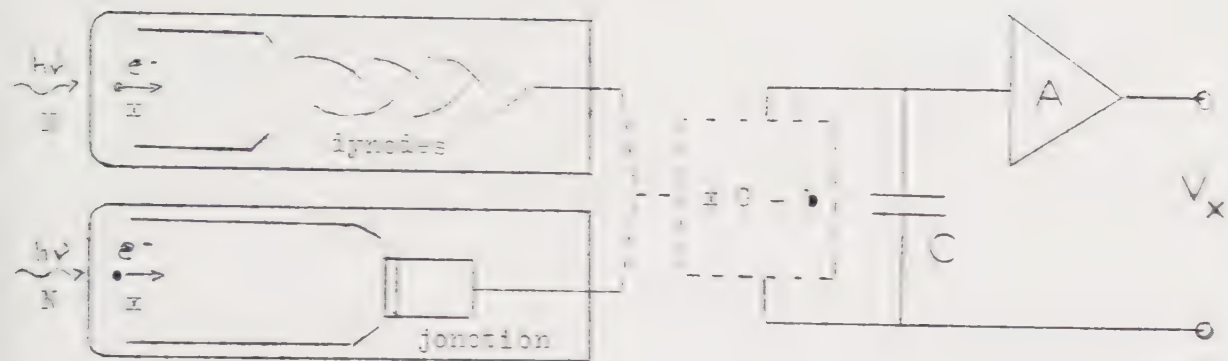
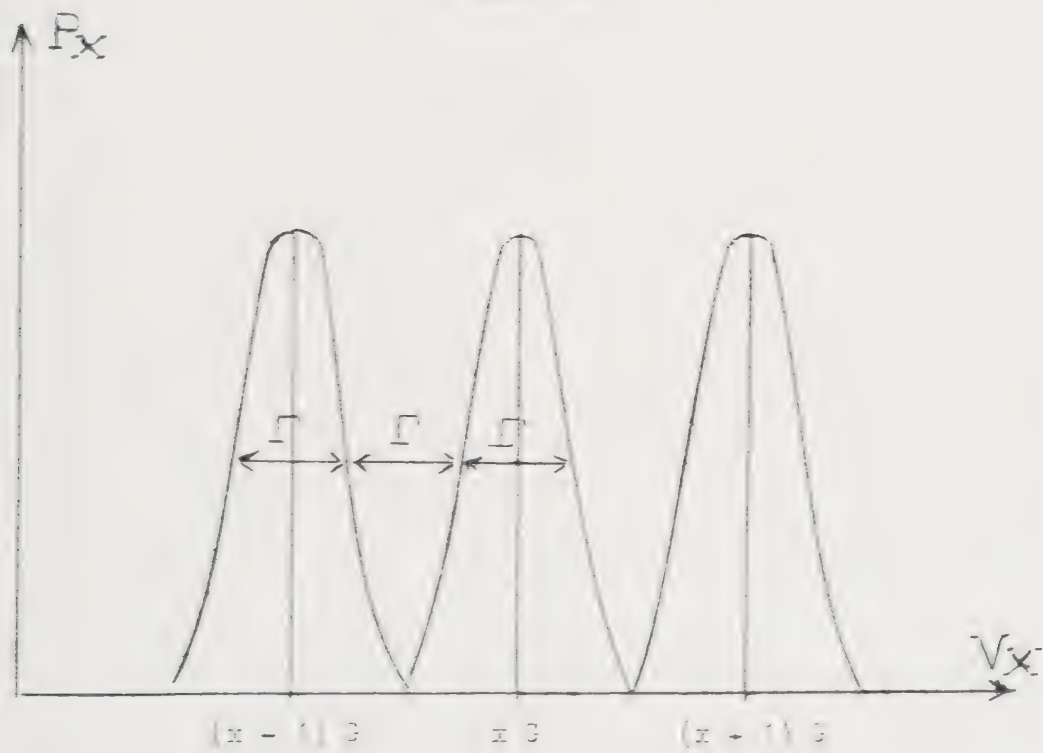
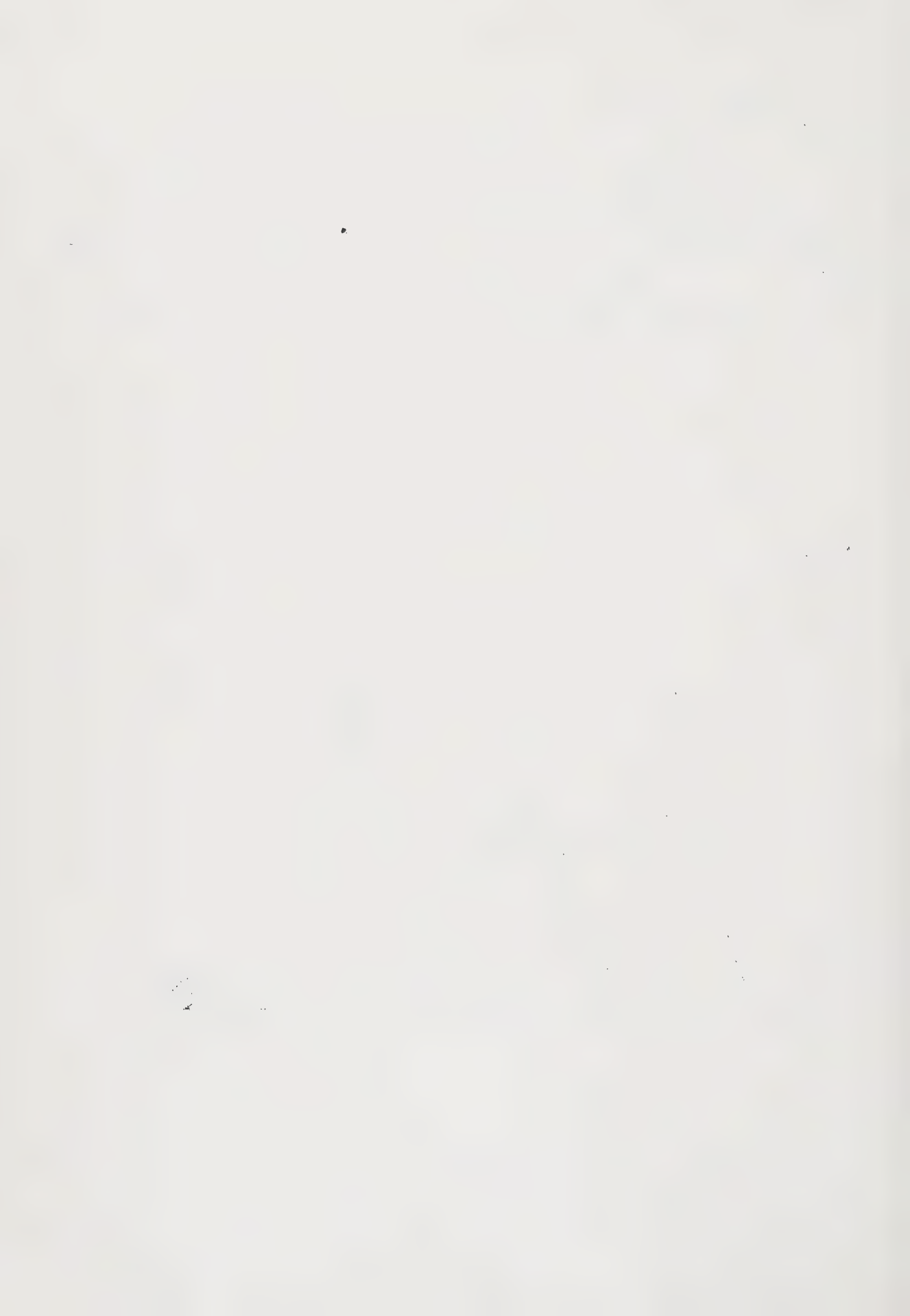


Figure 2



$$2\Gamma \leq G$$



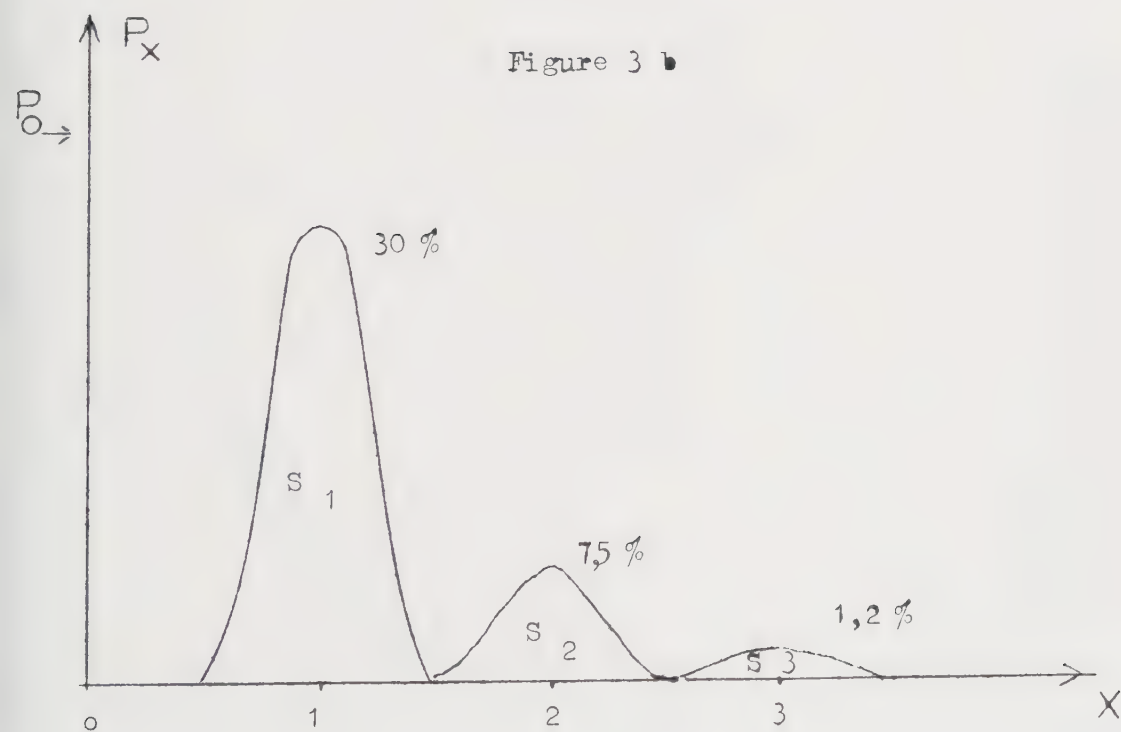
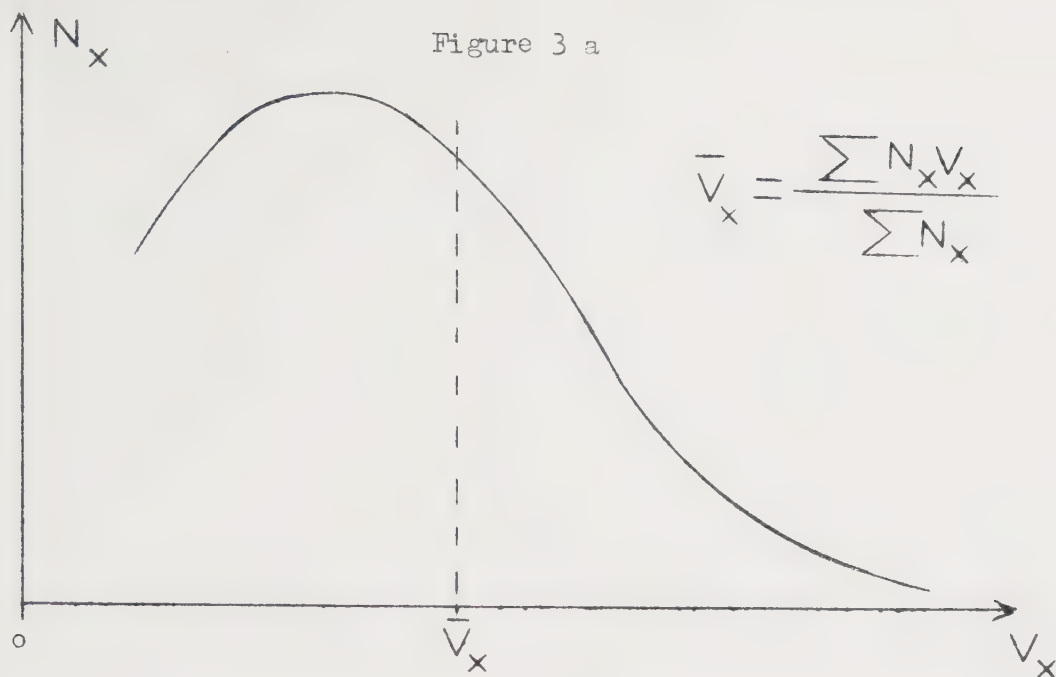
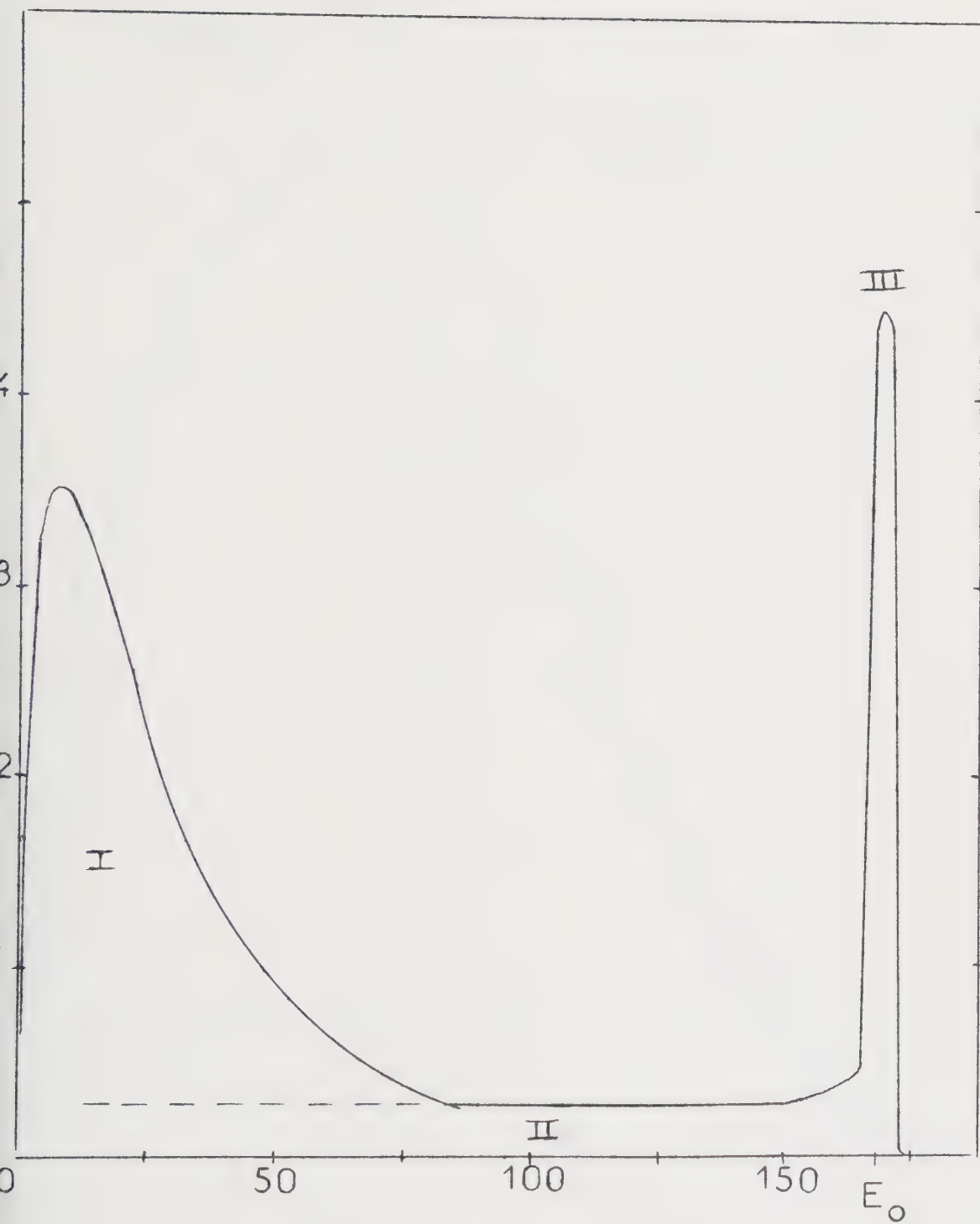




Figure 4



Energie des électrons secondaires (eV)



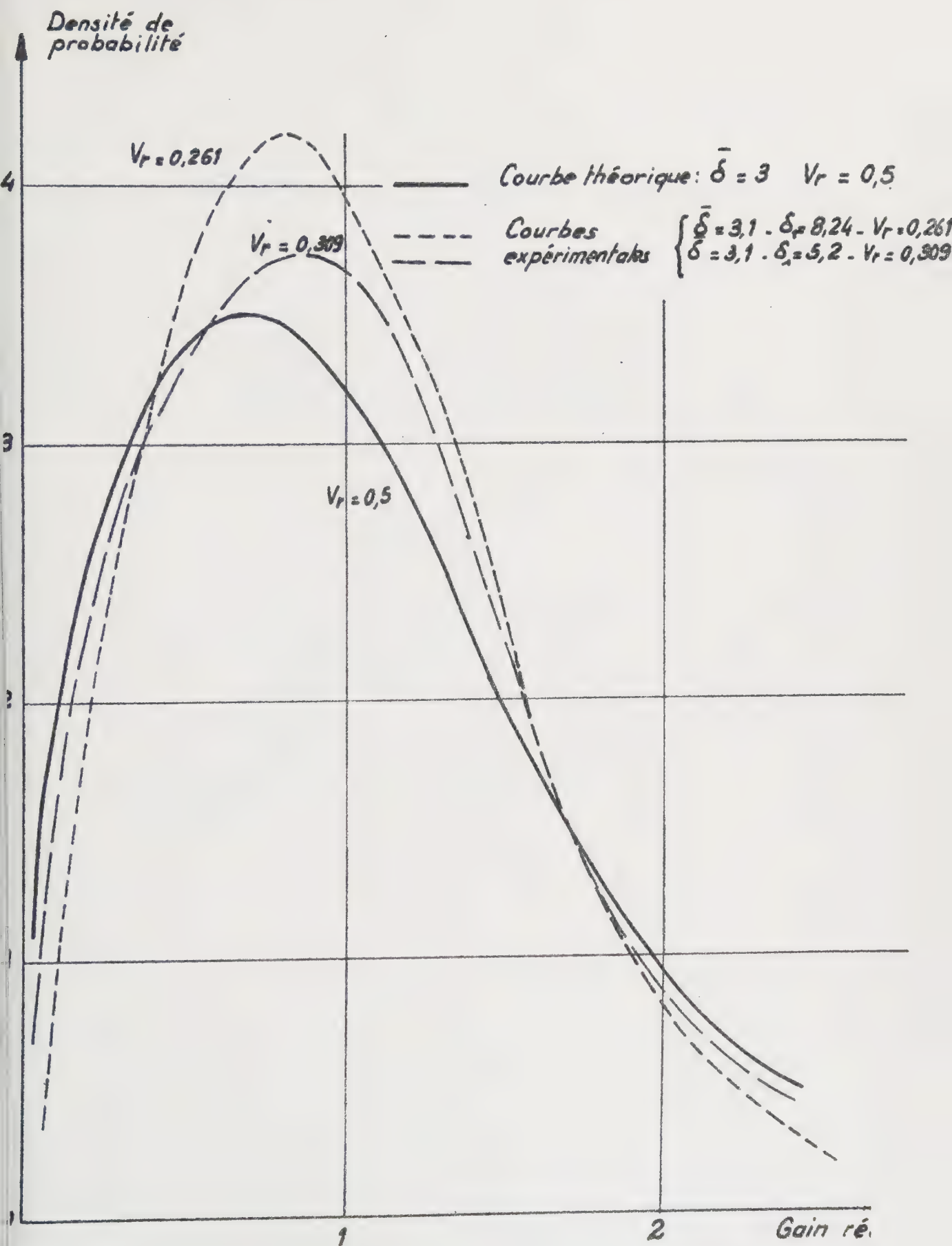


Fig: 5. Fluctuations de gain d'un multiplicateur à dynodes



Figure 6

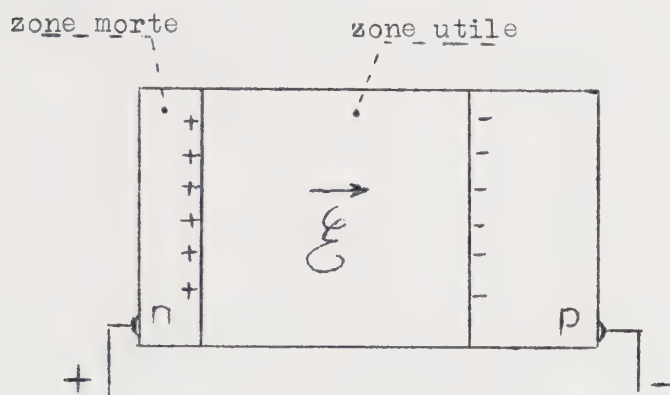


Figure 7

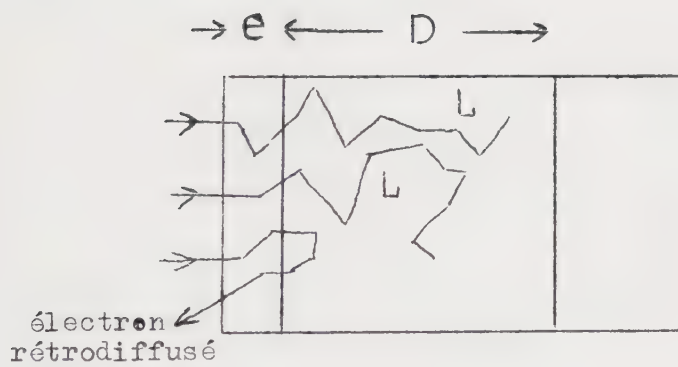
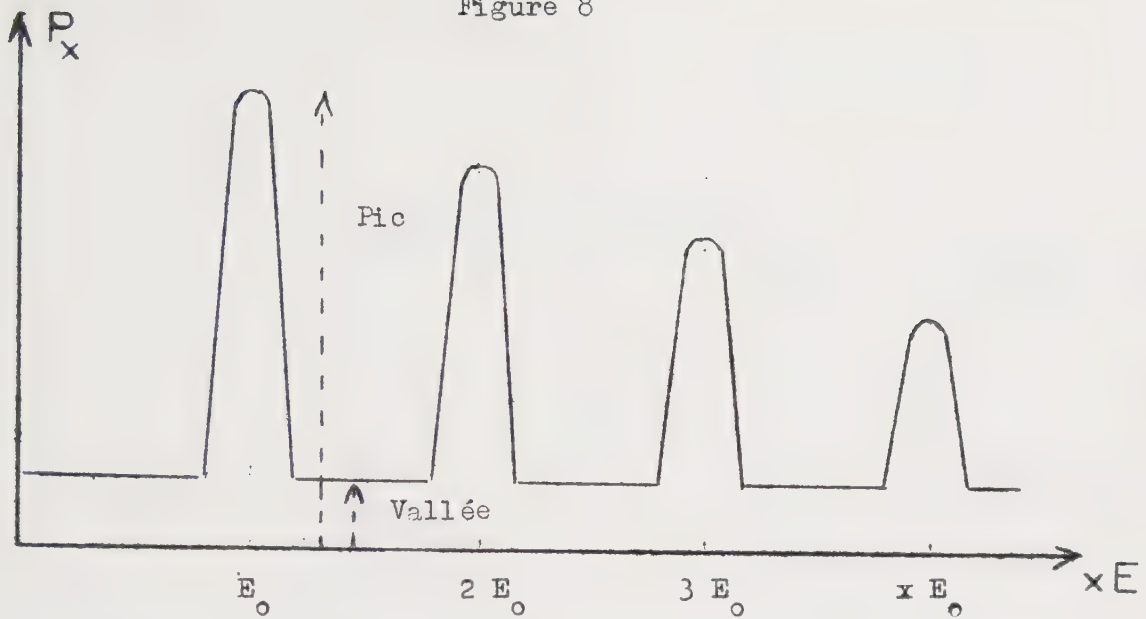




Figure 8



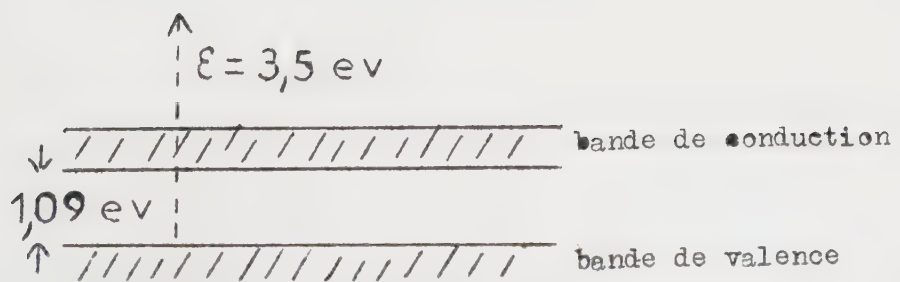
Dégradation du rapport pic/vallée en fonction du rang  $x$

$\eta$  coefficient de rétrodiffusion

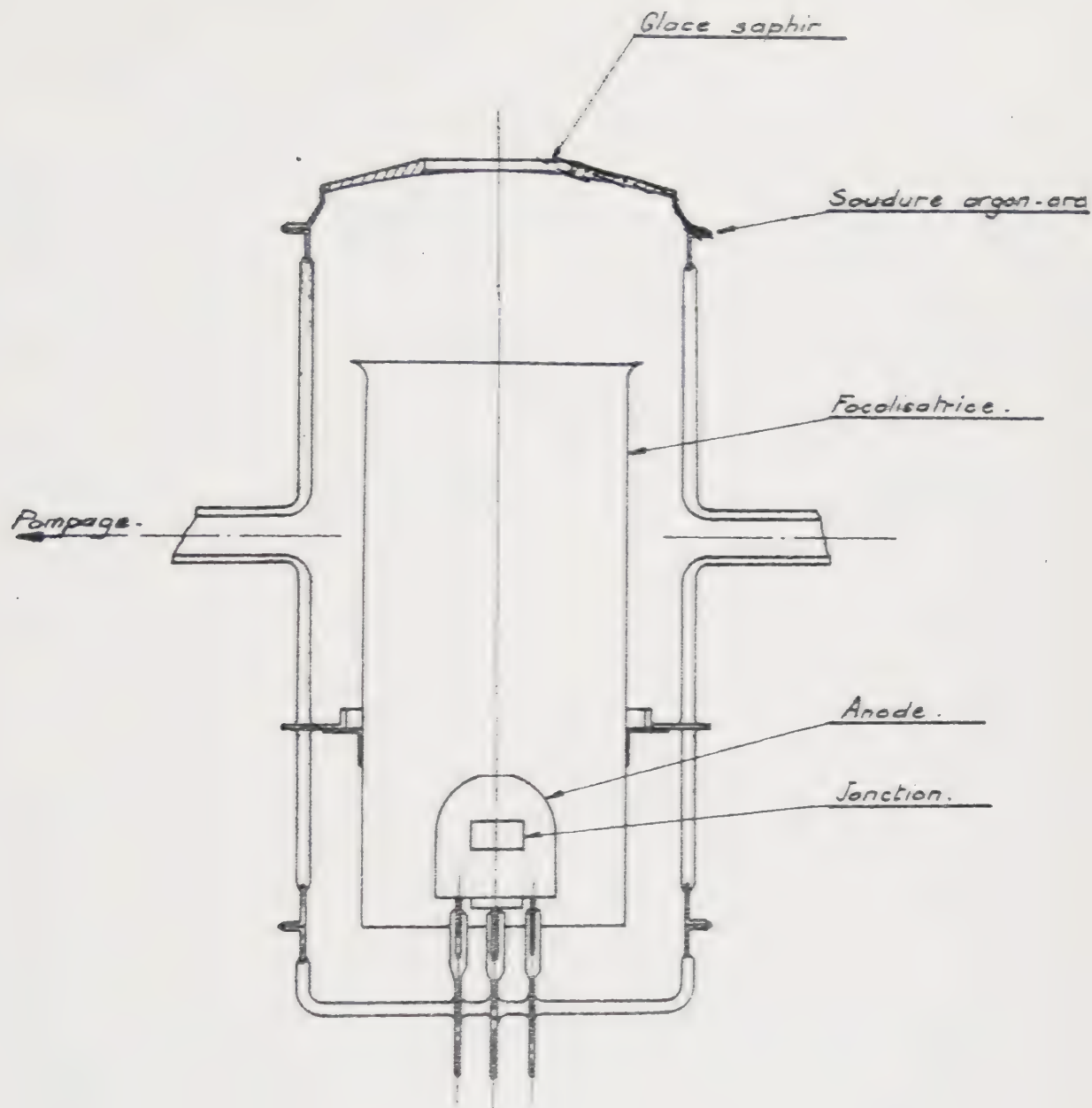
$$\frac{P}{V} = \frac{[1 - \eta]^x}{x \eta}$$

$$x \longrightarrow \infty \quad \frac{P}{V} \longrightarrow 0$$

Figure 9







-TUBE PHOTOCOMPTEUR -

Fig: 10

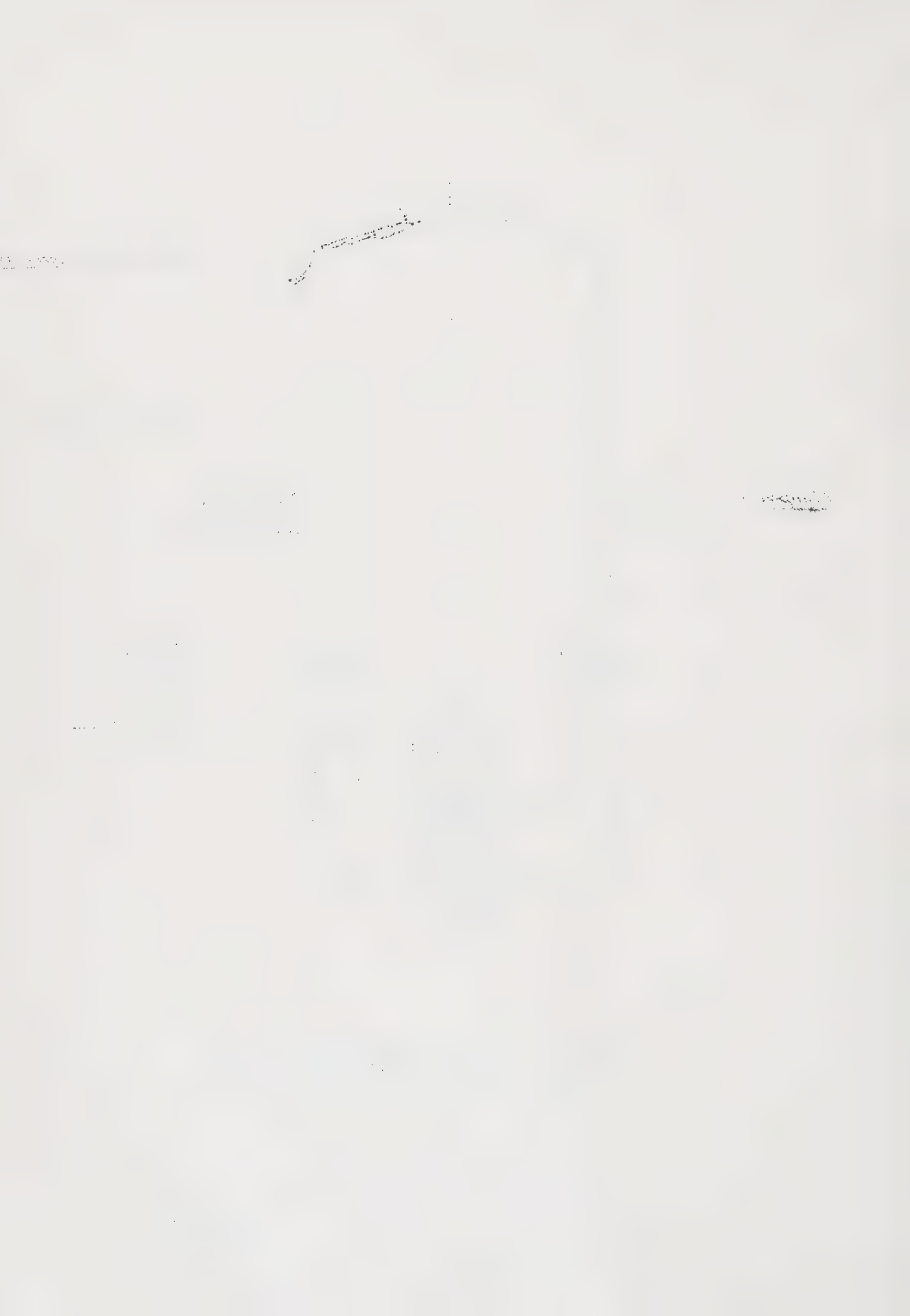


Figure 11

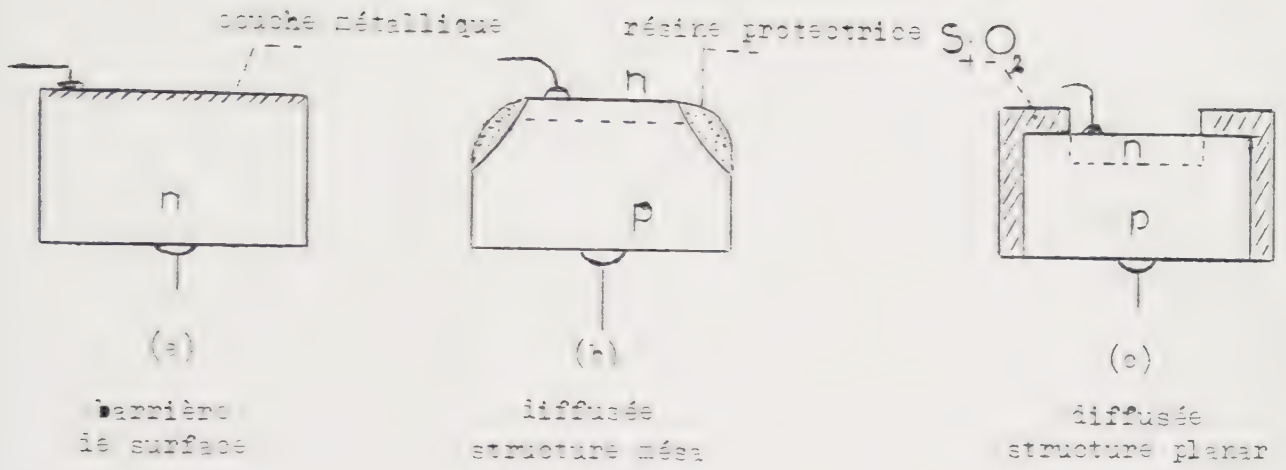
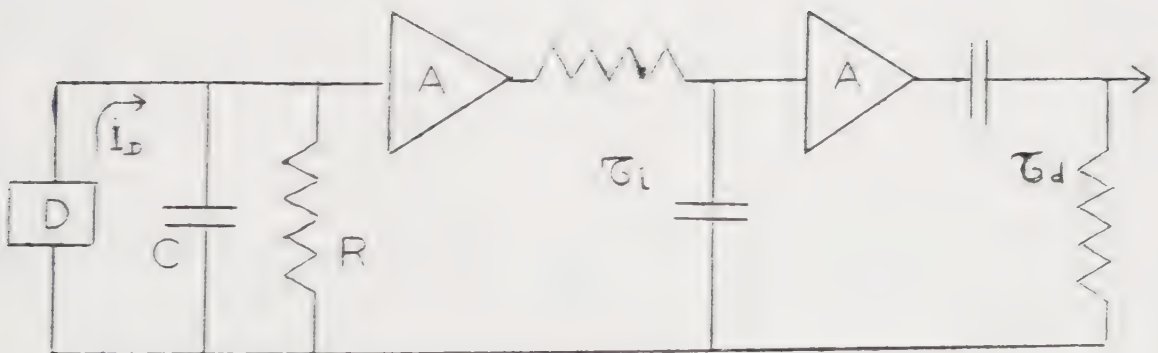


Figure 12



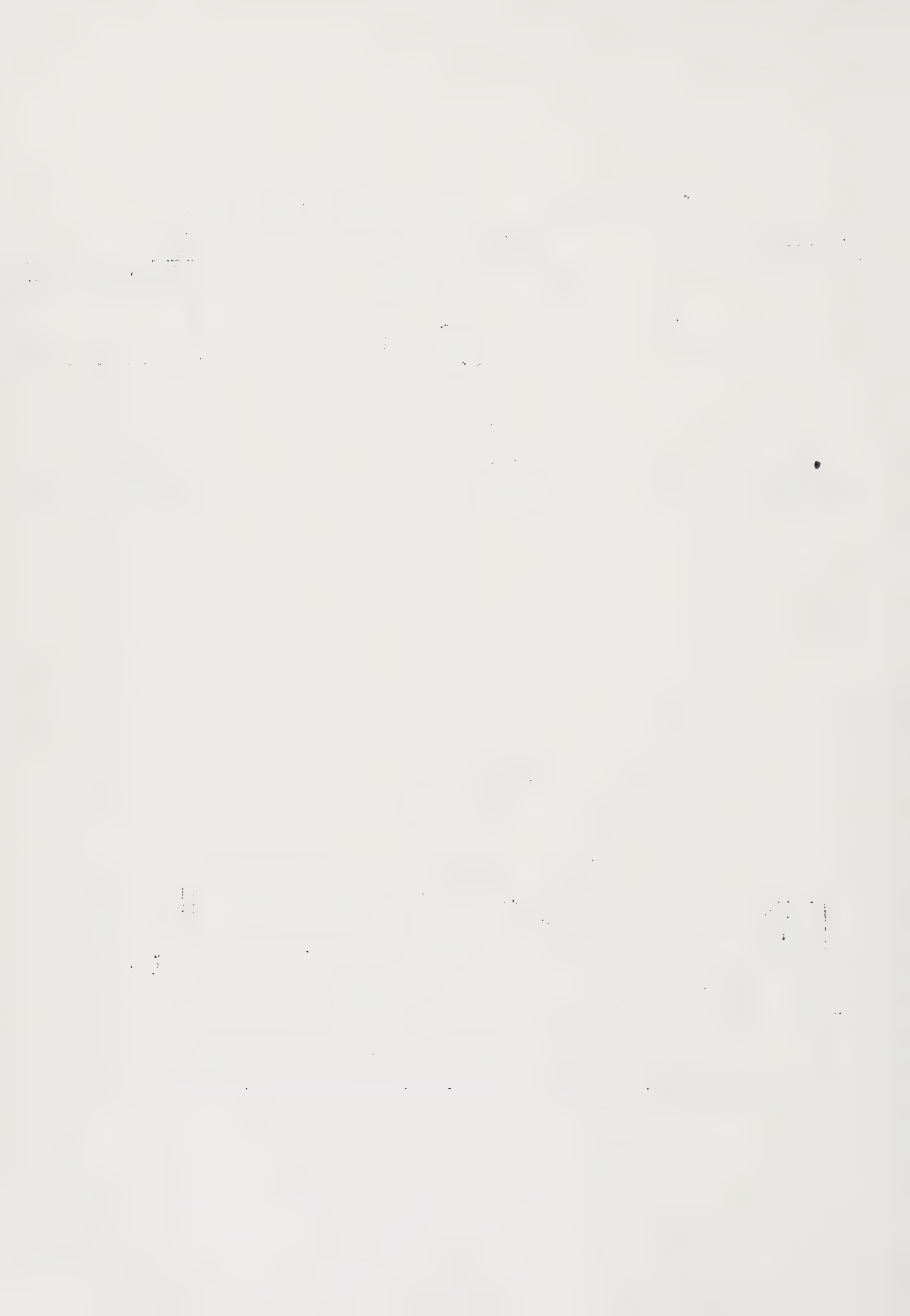
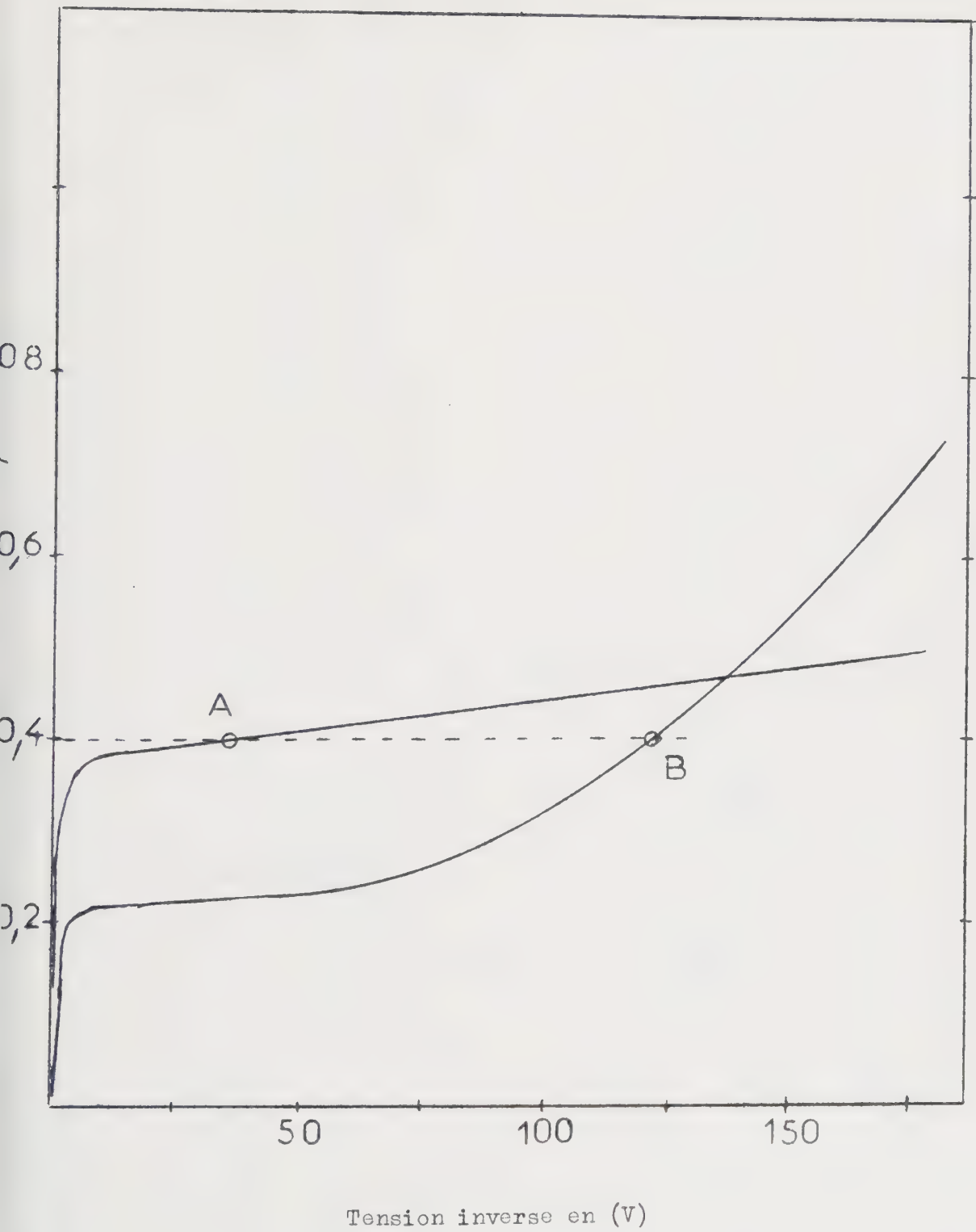


Figure 13





# REPARTITION DES TENSIONS SUR LE PHOTOCOMPTEUR

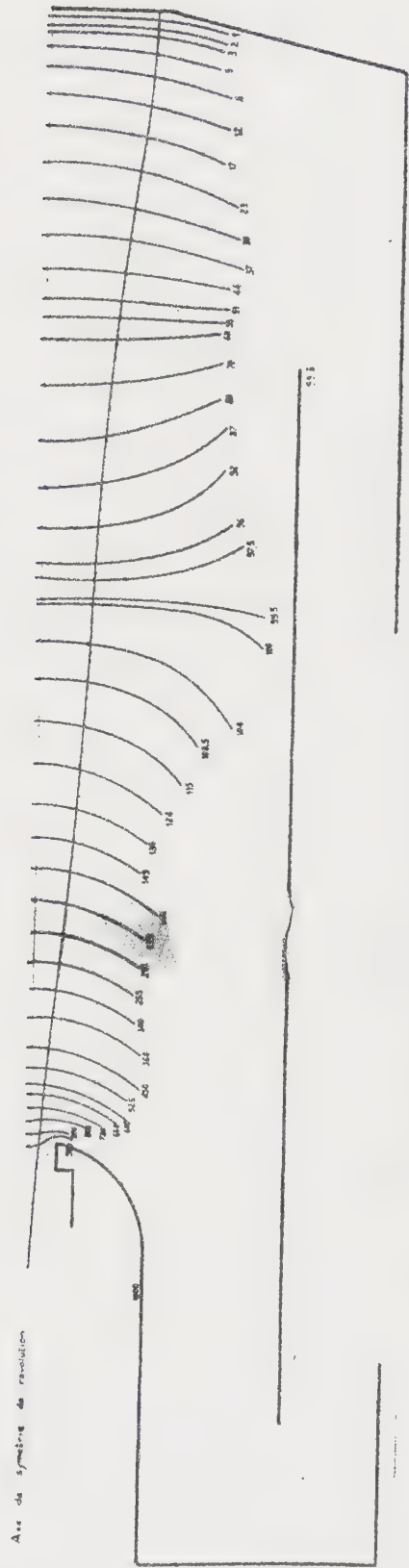
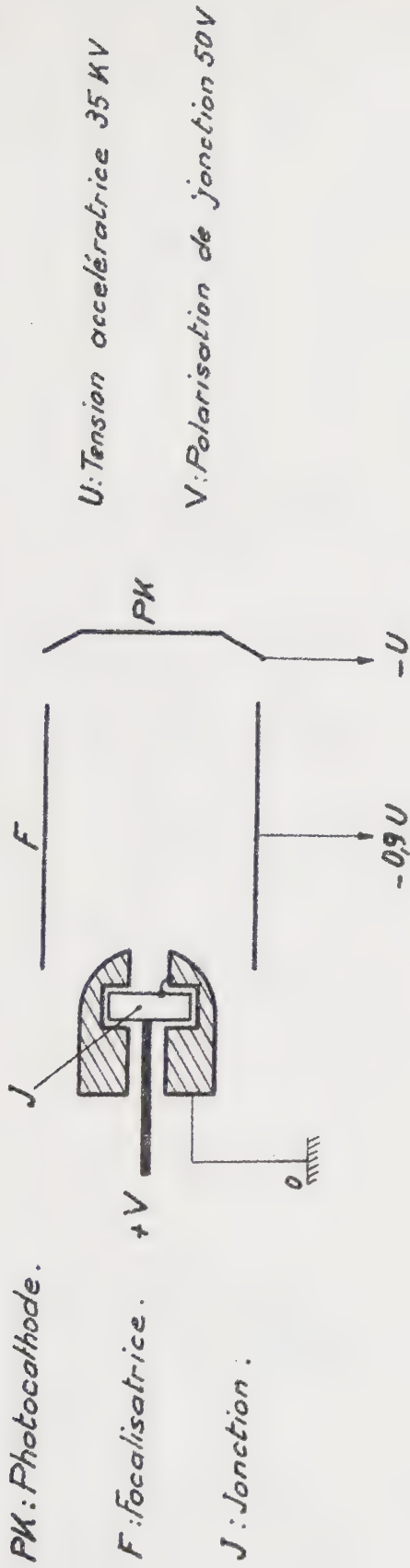
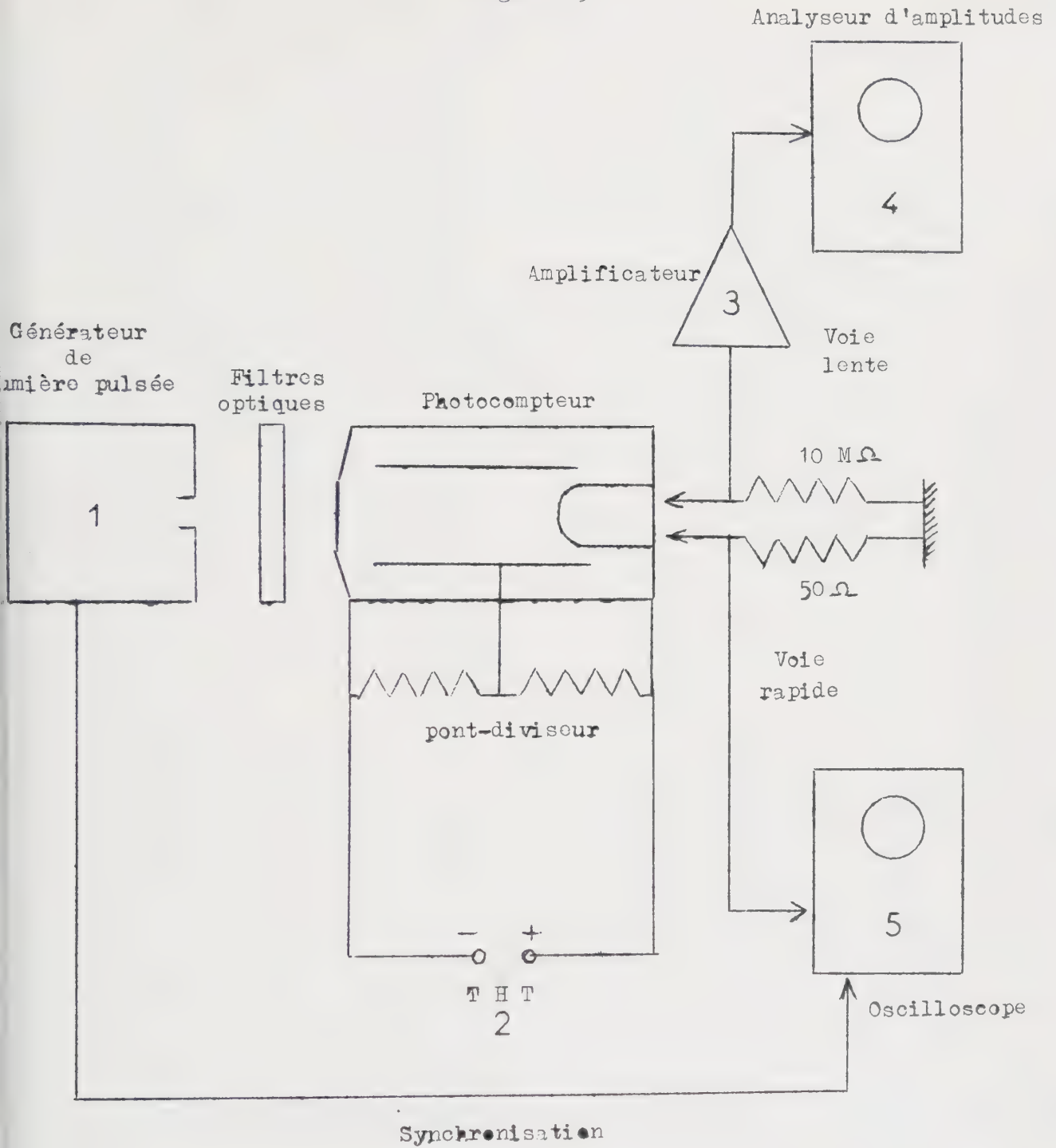


Fig: 14.



Figure 15





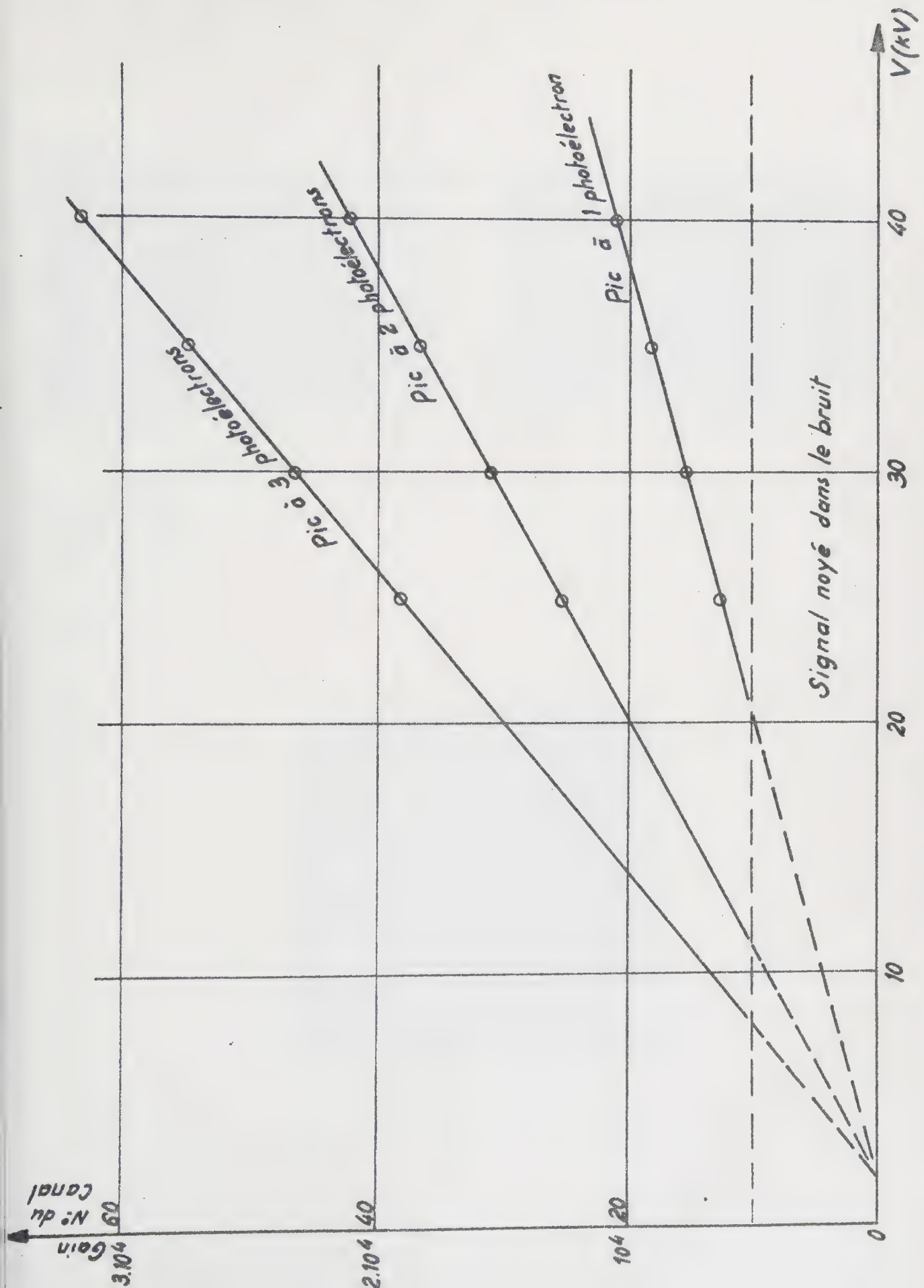
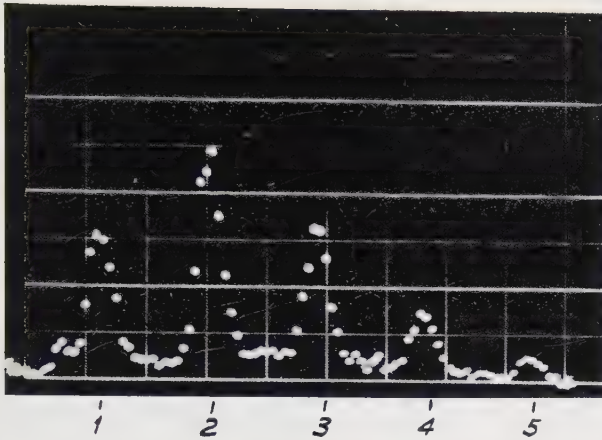


Fig: 16. Gain en fonction de la tension accélératrice.

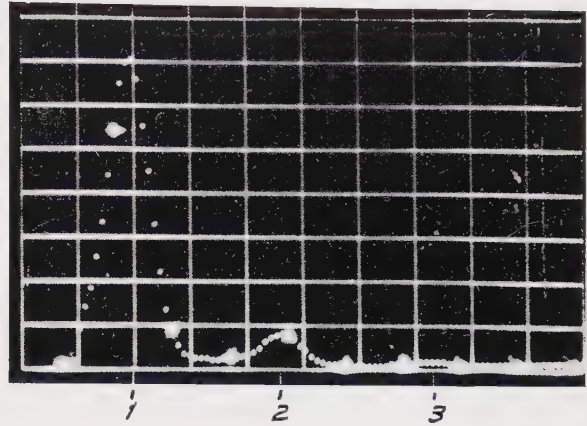


- Fig 17- (a)



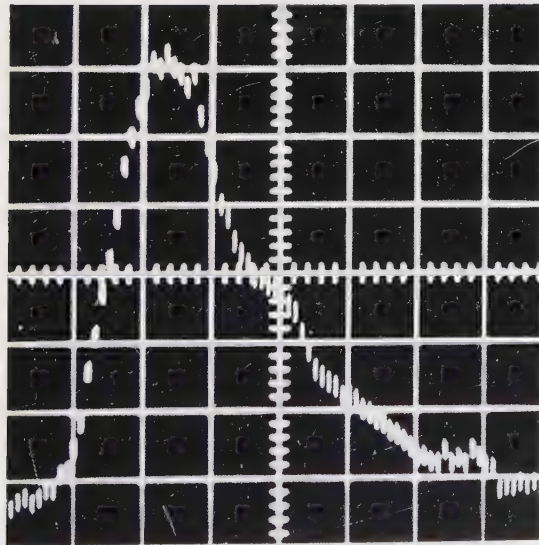
Spectre obtenu avec la lumière d'une étincelle.

- Fig 17- (b)



Spectre obtenu avec la lumière d'une lampe à vapeur de mercure.

- Fig 19.



2 ns par division horizontale.  
2,5 mV par division verticale.



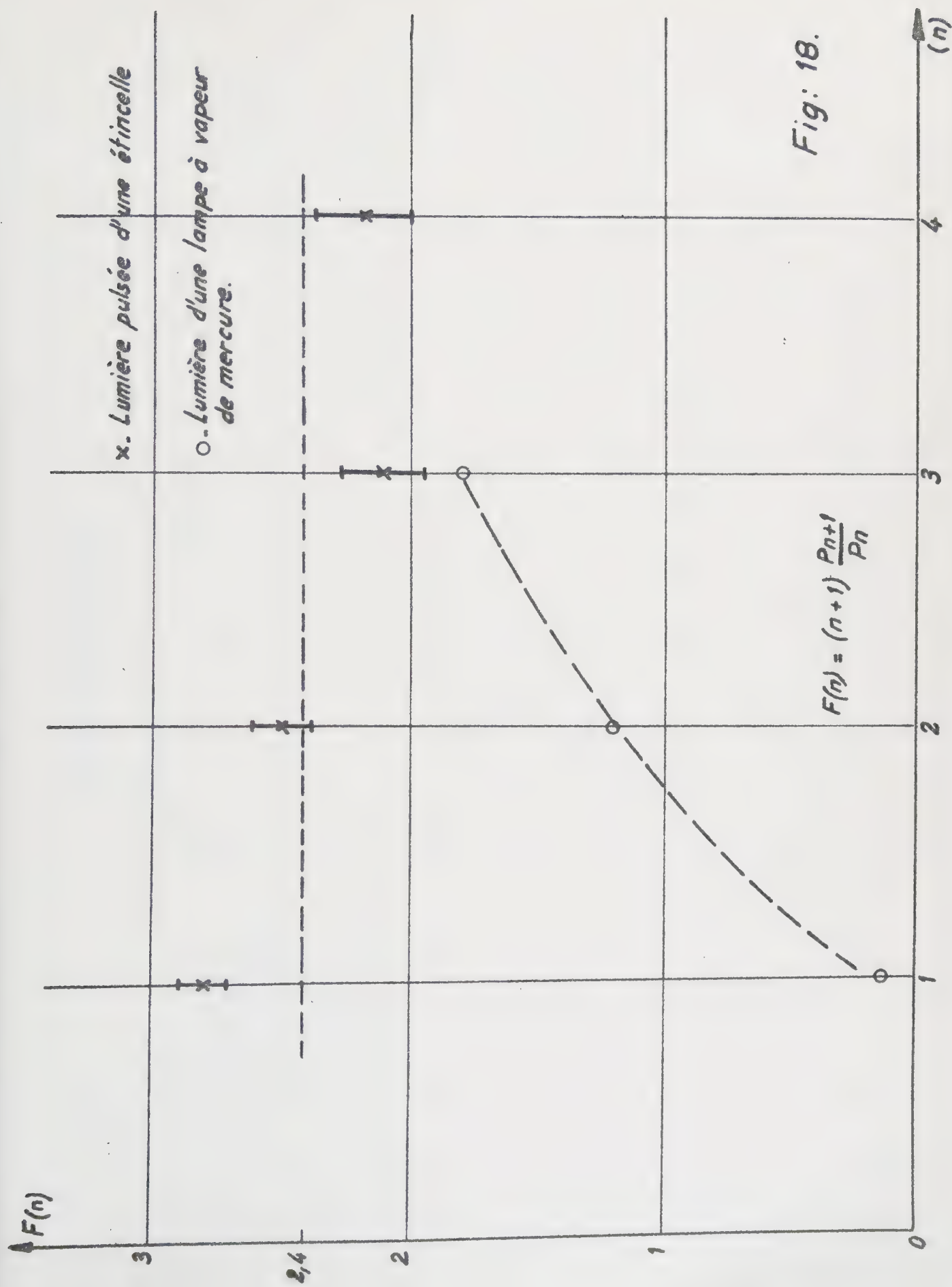


Fig: 18.



Contrôle de l'évaporation  
par transmission optique

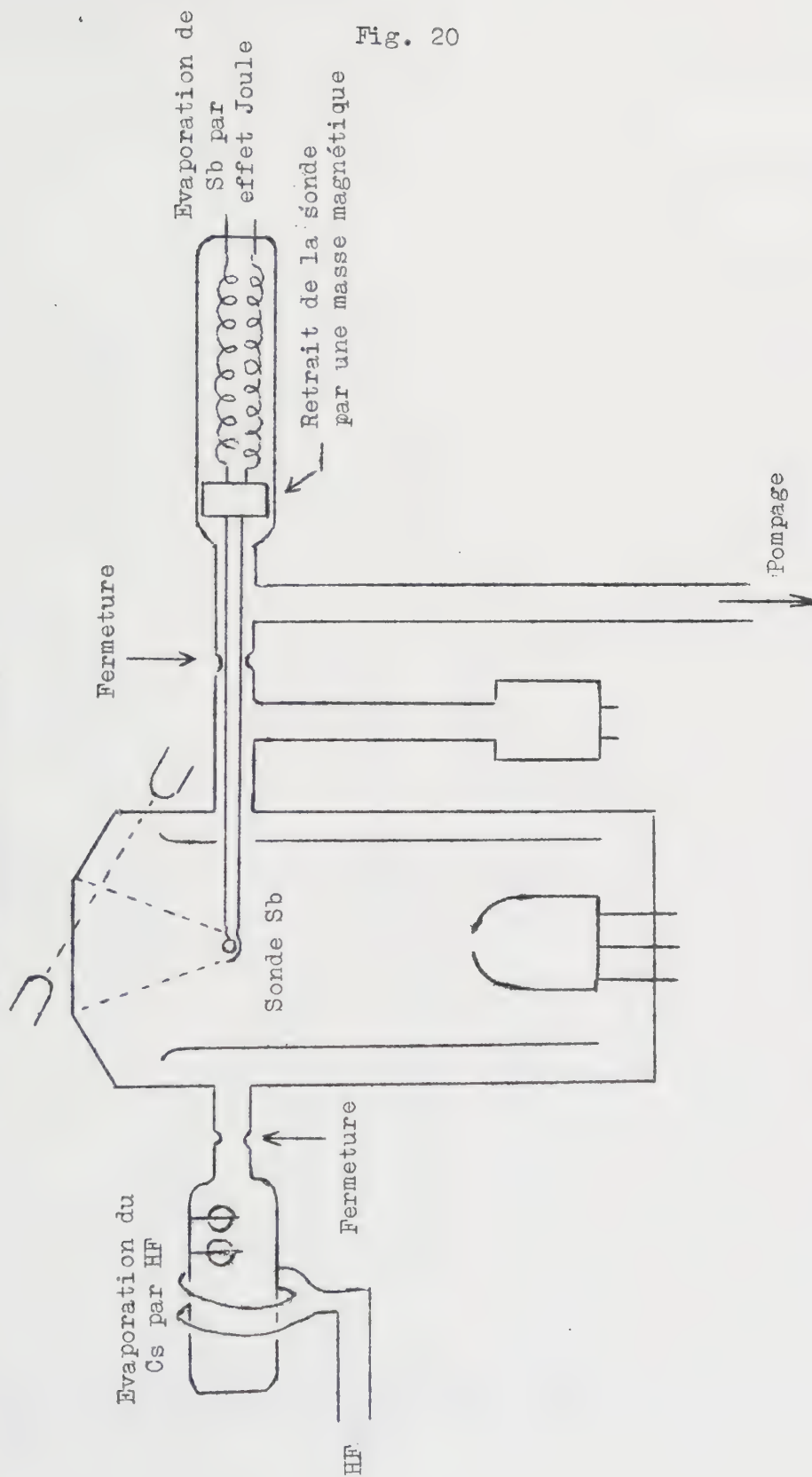


Fig. 20

Formation des photocathodes Sb - Cs.



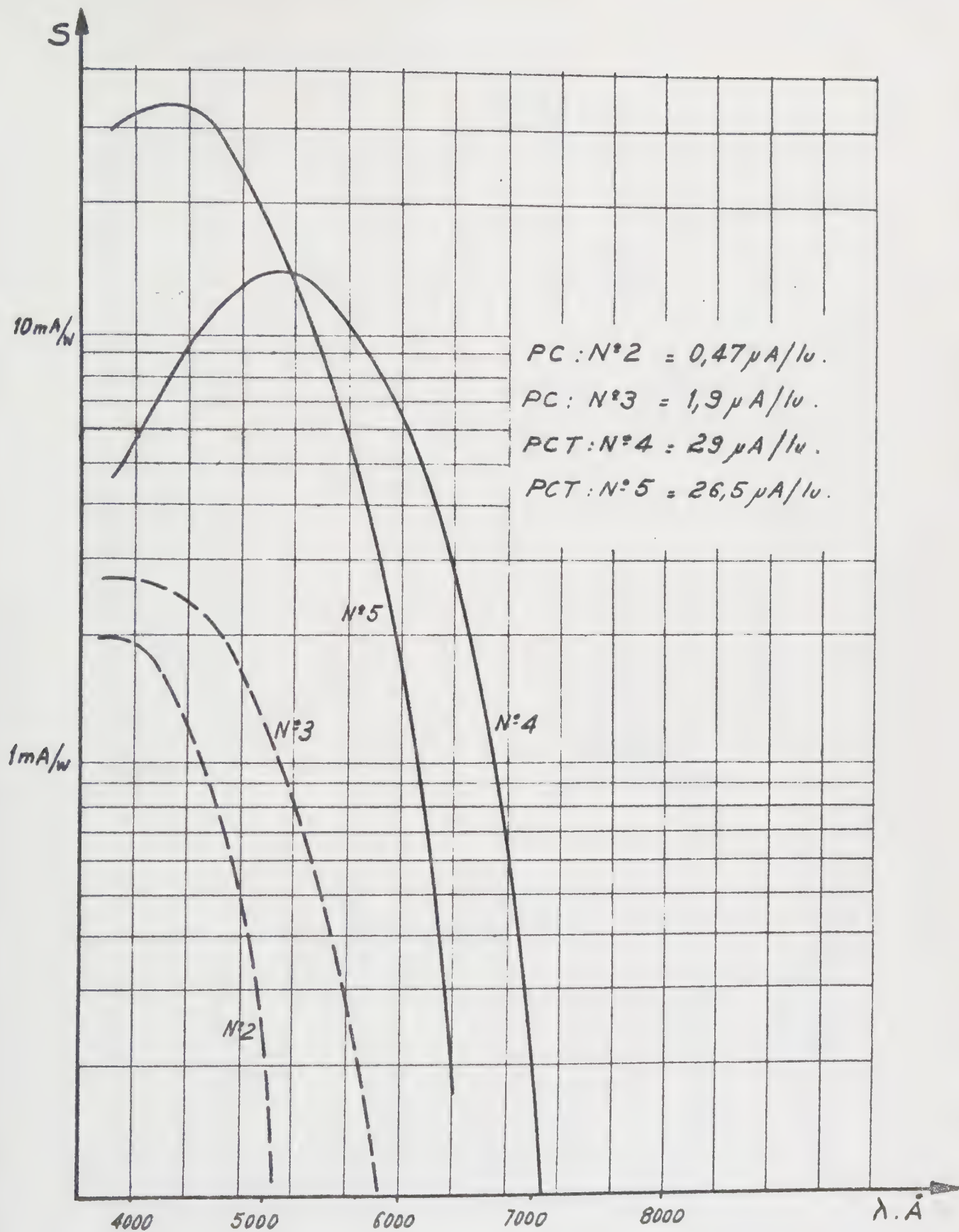


Fig 21. Sensibilités spectrales des photocathodes.



## Générateur d'éclair RTC SL 103

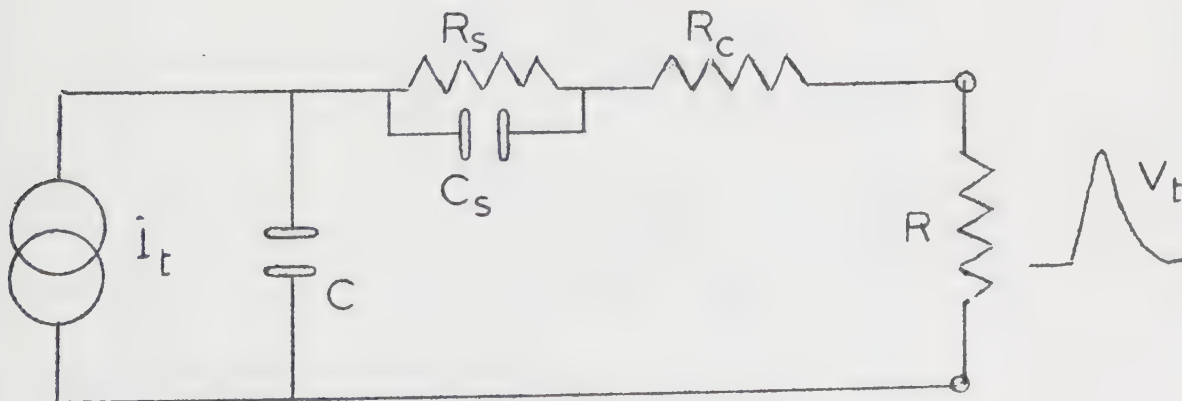
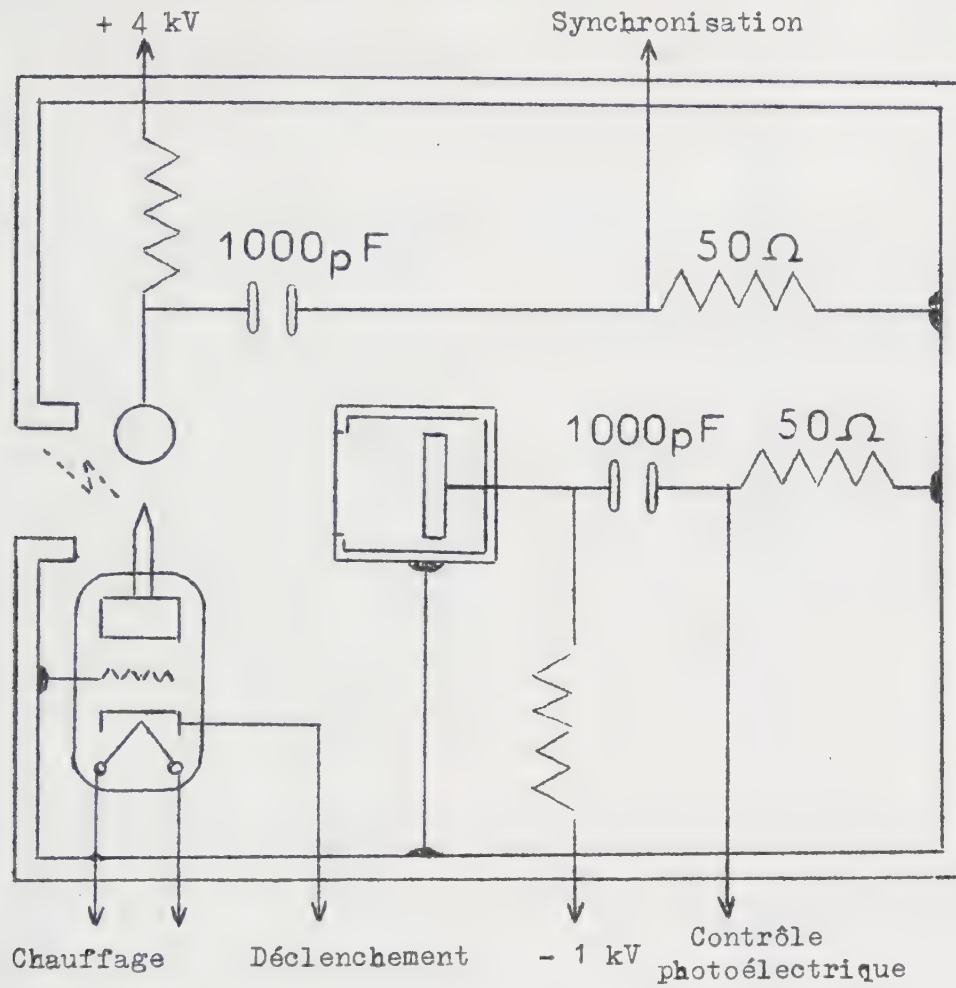


Schéma équivalent du détecteur semiconducteur.



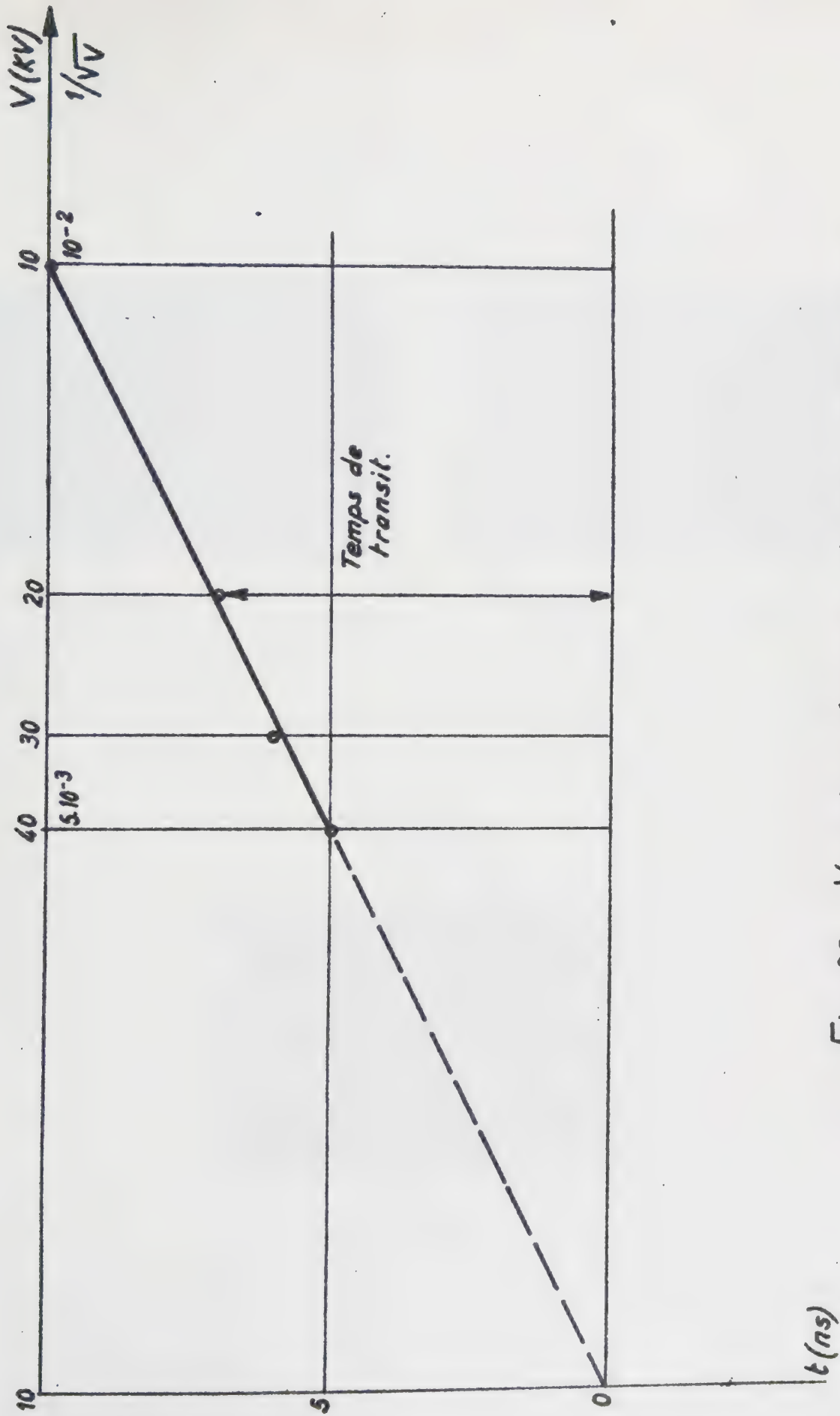
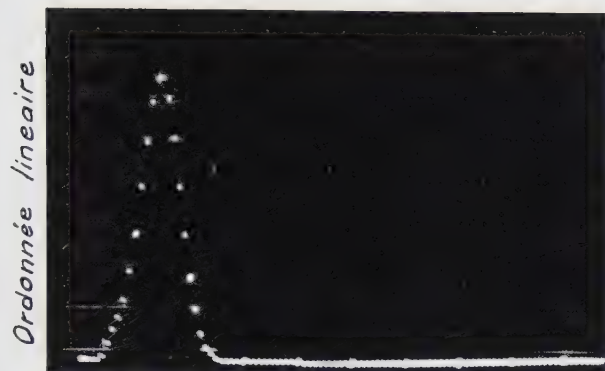


Fig: 23. Variation du temps de transit en fonction de la tension accélératrice.

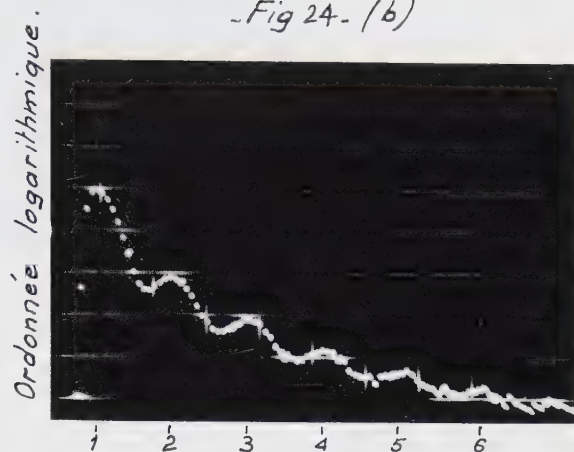


- Fig 24. (a)



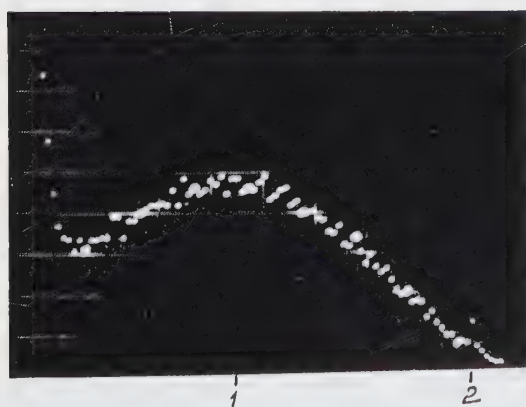
Spectre d'électron unique obtenu avec la lumière d'une lampe à filament de tungstène.

- Fig 24. (b)



Spectre de bruit obtenu dans l'obscurité

- Fig 25 -  
PM XP 1020

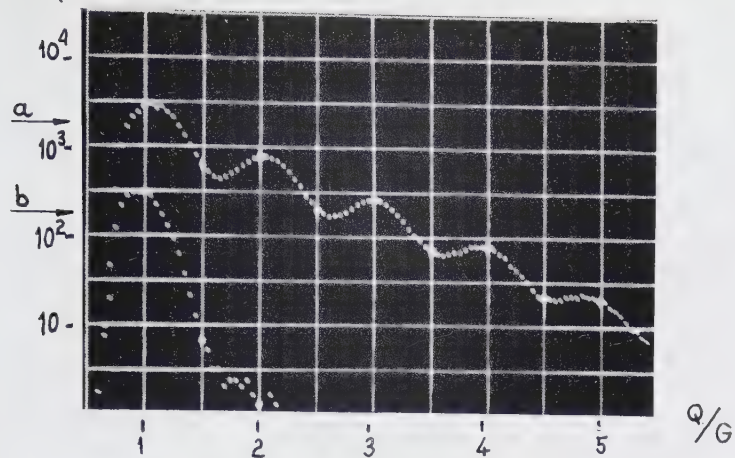


Spectre d'électron unique.



$\log \frac{dN}{dQ}$

fig 26

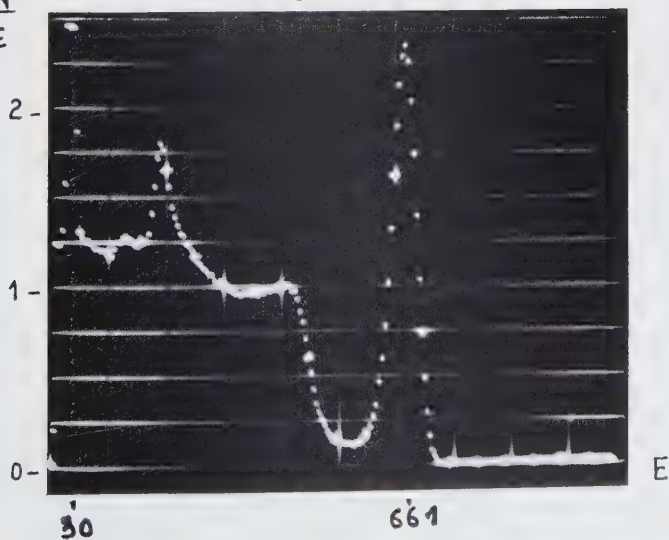


a) Spectre du tritium

b) Spectre du bruit

$\frac{dN}{dE}$

fig 27



Spectre du  $^{137}\text{Cs}$

$R = 7,5\%$

661















UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES  
DE PARIS

9, QUAI SAINT BERNARD - PARIS V<sup>e</sup>

SERVICE DE LA SCOLARITÉ

Bureau des Enseignements du 3<sup>e</sup> Cycle

TÉLÉPHONE : 336-25-25 - P

## PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : DOCTEUR-INGENIEUR

THESE DE :

Nom : CHEVALIER

Prénoms : Philippe

Né (e) le 13 Février 1938 à ALBERTVILLE Dép<sup>t</sup> Savoie

### SUJETS

1ère THESE : " Etude d'un photomultiplicateur hybride utilisant un détecteur semiconducteur."

2e THESE (Propositions faites par la Faculté) :  
" Les detecteurs solides à traces."

Vu et approuvé

Paris, le 15 Novembre 1968

Le Doyen de la Faculté  
des Sciences de Paris

Vu et permis d'imprimer

Paris, le

Le Recteur de l'Académie  
de Paris



